



TITLE:

直方形建築物に加わる風圧力に関する基礎的研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

桂, 順治

CITATION:

桂, 順治. 直方形建築物に加わる風圧力に関する基礎的研究. 京都大学, 1977, 工学博士

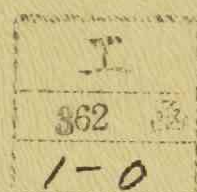
ISSUE DATE:

1977-01-24

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r3249>

RIGHT:



直方形建築物に加わる風圧力 に関する基礎的研究

昭和51年 9 月

桂 順 治

直方形建築物に加わる風圧力 に関する基礎的研究

昭和51年 9 月

桂 順 治

—

目 次

第1章 序 論	1
§ 1 序	1
§ 2 既往の研究概要	4
§ 3 論文の概要	7
第2章 直方形模型に生じる静的な圧の分布	9
§ 1 立方形模型に生じる静的な圧の分布	9
1.1 概 説	9
1.2 実験方法	10
1.3 実験結果と考察	11
(a) 壁面について	11
(b) 屋根面について	14
1.4 立方形模型表面の風圧分布の特徴	15
§ 2 円錐渦による負圧について	16
2.1 概 説	16
2.2 実験方法	16
2.3 実験結果と考察	17
(a) 高さの異なる模型の屋根面における負圧について	17
(b) 立方形模型屋根面傾き角 45° のときの変動圧について	19
2.4 円錐渦による屋根面の負圧の特徴	20
§ 3 一般の直方形模型に生じる静的な圧の分布	20
3.1 概 説	20
3.2 実験結果と考察	20
(a) 高さが高い場合	20
(b) 平面形が細長い場合	23
3.4 細長い形状をもつ模型における風圧分布の特徴	24
§ 4 結 論	24
第3章 変動圧測定法の開発と乱流に直面する平板に生じる変動風圧力	27
§ 1 風圧変動，風力変動の計測法	28
1.1 概 説	28

1.2	風圧変動の測定方法	28
1.3	風力変動の測定方法	32
§ 2	各種乱流格子の特性	33
2.1	概 説	33
2.2	実験方法	33
2.3	実験結果と考察	34
2.4	格子と乱流の特徴	37
§ 3	流れに直面する平板に作用する抗力変動	37
3.1	概 説	37
3.2	実験方法	37
3.3	実験結果と考察	38
	(a) 円板と正方形の抗力変動	39
	(b) 長方形板の抗力変動	43
3.4	平板に作用する変動力の特徴	45
§ 4	流れに直面する平板の風上面に作用する風圧変動	45
4.1	概 説	45
4.2	実験方法	46
4.3	実験結果と考察	46
	(a) 風速・風圧アドミタンス	46
	(b) 風圧変動の空間相関	47
4.4	平板風上面における変動圧の特徴	50
§ 5	結 論	51
第 4 章	長方形断面 2 次元模型に作用する風圧力	53
§ 1	静的な風圧力	53
1.1	概 説	53
1.2	実験方法	54
1.3	実験結果と考察	55
	(a) 静的な圧の分布	55
	(b) 抗力, 揚力, モーメント	61
1.4	2 次元模型に作用する静的な風圧力の特徴	66
§ 2	変動風圧力の測定	67
2.1	概 説	67

2.2	実験方法	68
2.3	実験結果と考察	70
(a)	傾き角のない場合の揚力変動と抗力変動	70
(b)	乱れの影響	76
(c)	傾き角のある場合の変動力	81
2.4	2次元模型に作用する変動力の特徴	85
§ 3	風圧変動	86
3.1	概 説	86
3.2	実験方法	86
3.3	実験結果と考察	87
(a)	変動圧分布	87
(b)	変動圧の同時記録の一例	90
(c)	周期性のある2次的な渦が生じる断面形	93
3.4	2次元模型に生じる変動圧の特徴	94
§ 4	結 論	95
第5章	細長い長方形断面模型側面の剥離流の乱れに基づく風圧力	99
§ 1	静的な圧の分布および変動圧の強さについて	99
1.1	概 説	99
1.2	実験方法	100
1.3	実験結果と考察	101
(a)	静的な圧の分布	101
(b)	風圧変動の波形	102
(c)	変動風圧係数	103
(d)	無次元化周波数	106
1.4	静的な圧と変動圧の特徴	107
§ 2	風圧分布に及ぼす乱れの影響および変動圧の時間空間相関	108
2.1	概 説	108
2.2	実験方法	108
2.3	実験結果と考察	109
(a)	静的な圧と変動圧の分布に及ぼす乱れの影響	109
(b)	空間同時相関	112
(c)	空間時間相関	115

(d) 変動風圧力について	116
2.4 模型側面の変動圧の性状	120
§ 3 各種格子乱流に対する静的な圧の分布	121
3.1 概 説	121
3.2 実験方法	121
3.3 実験結果と考察	124
(a) 静的な圧の分布	124
(b) 風速変動と風圧変動との相関	128
3.4 各種の乱れに対する静的な圧の分布	130
§ 4 結 論	131
 第6章 長方形断面をもつ3次元角柱に作用する風圧力	135
§ 1 一様流中の正方形断面模型に作用する風圧	136
1.1 概 説	136
1.2 実験方法	136
1.3 実験結果と考察	137
(a) 変動圧の高さによる変化	137
(b) 高さ方向の変動圧の分布と相関	138
(c) 水平断面内の変動圧の分布	140
(d) 傾き角がある場合の変動圧の分布	141
1.4 正方形断面3次元模型に作用する風圧の特徴	143
§ 2 断面形の変化と乱れによる影響	143
2.1 概 要	143
2.2 実験方法	144
2.3 実験結果と考察	144
(a) 断面形の変化による影響	144
(b) 乱れによる影響	145
2.4 断面形, 乱れによる風圧分布の影響	147
§ 3 結 論	147
 ○ 総 括	149
○ 各章の関連発表論文	153
○ 謝 辞	156

第1章 序 論

§ 1 序

構造物に作用する風荷重を見い出すために、現在用い得るもっとも簡便な方法は、風洞実験を行うことであろう。これは実物の数十分の一、数百分の一、といった小さい模型を製作して、風洞気流に当て、所要の圧や力を測定する方法で、各国で定められている風圧を評価するための規定や規準の多くは、このデータに基づいている。しかし、風洞実験を行うに際しての画一的な方法を見い出すことは難かしく、得られたデータを設計荷重として使用する前の段階として、それらを吟味する必要があると思われる。

このように実験結果の解釈を難かしくする要因の一つとして相似性の問題が挙げられる。たとえ形は似ていても、実物よりはかなり小さい模型について測定するのであるから、漠然と考えてみても、それが実物に作用する風圧であるかどうかは、疑問になることである。流体力学の教えるところによると、いくつかの無次元量が、実物の場合と模型の場合とで一致しておれば、流れの形は相似になることが保証される。まず、構造物に対する風荷重という立場に立てば、秒速60 m前後の気流を対象とすることになるから、構造物と気体との熱交換の影響は小さいと考えられ、また気体の圧縮性も無視できる程度であるから、熱力学的な無次元量は除いてもよいものと考えられる。残るものは重力の影響として導かれる Froude 数と、流体の慣性力と粘性力との比として表わされる Reynolds 数である。しかしながら同一の流体を用いるかぎり、これら両者を同時に一致させることは不可能である。何故なら、模型の寸法を縮小すれば、前者は流速を低くすることを要し、後者は流速を高くすることを要するからである。風は概して水平に吹き、空気密度が小さいことを考え合わせると Froude 数の影響は小さいものと考えられる。結局、相似性を保つための、もっとも重要な無次元量は Reynolds 数ということになる。しかし、通常の空気を用いて実験するかぎり、Reynolds 数を合わせるためには、模型を縮尺した分だけ、風速を増加させなければならず、実物が遭遇すると思われる風速の数十倍、数百倍の風速を必要とすることになる。そのような実験装置があるとしても、現実には無視し得る空気の圧縮性が問題になるため、Reynolds 数を合わせるということを追求することは無意味である。このように、構造物を対象とする風洞実験は必然的に Reynolds の相似則を破る運命にあるが、それにもかかわらずその意味が認められるのは、Reynolds 数が違っていても、流れの形態がさほど違

わないのではないかという期待があるからに他ならない。球や円筒に生じる抗力が Reynolds 数によって変化することは古くから知られており、その変化の流れの形態に現われる主な特徴は、剥離点の移動という現象である。もし、角柱のように形状的に剥離点が稜線に固定されるようなものであれば、物体周辺の流れの形態は、大きく変わらないであろうと考えられる。また、現象的に曲面からの剥離の場合のように、はっきりした Reynolds 数の違いによる影響は知られておらず、むしろ、Reynolds 数のせまい範囲内ではその影響はないという結果は見い出されている。しかしながら、Reynolds 数 $10^4 \sim 10^5$ の風洞実験と、 $10^7 \sim 10^9$ の実物の場合とを考えると、後流に生じる渦や、それらが分裂した小さい渦までが、相似になるとは考えられない。したがって、風洞実験に際しては、いつも Reynolds 数の違いという問題を念頭におかなければならない。そして、Reynolds 数が大きくなれば、流れの状態がどのように変化し、風圧力がどのようになるのかということも、一つの大きな問題である。

風洞実験が負わされているもう一つの難題は、風洞の気流が実物に作用する気流をよく具現しているかどうかということである。まず最初に考えうことは、模型の縮尺に合わせて流れの長さの諸元を縮小することである。速度は長さの元を含んでいるが、時間の元も含んでいるので、時間もそれに応じて縮小することにすれば、速度は変える必要はない。圧や力も基準速度圧で無次元化できるから問題はないが、時間の逆数である周波数は拡大する必要がある。結局、長さの元が単独に現われる風速分布の形と乱れのスケールを縮小し、乱れの強さをそのままに保つことができれば理想的である。これらは格子乱流の速度スペクトルが無次元化して表わせることなどから、比較的困難なく実現することができるよう思われるが、まだその完全な方法はないようである。逆に不可能だという説さえある。これまで一般的に用いられている方法は、構造物だけでなく、その周辺のかかなり広い地形を含めることである。このようにすれば、高さ方向に速度勾配をもった風速分布と、乱れを含んだ流れを得ることができるが、やはり、地形を対象とした Reynolds 数を合わせることができず、先に考えた構造物模型の場合は無視できた他の無次元量の影響があるかもしれない。経験的には速度勾配を予測される自然風のものと同合わせると、乱れの強さ、乱れのスケールがともに小さくなり過ぎることが多いようである。

以上のような問題点を残しながらも、風洞実験は続けられている。それはどのような形をもつ構造物でも、多くの場合まとまった結果が得られ、それが直感的にみて、それほど不自然でないものであるからであろう。しかし、その結果が信頼に足るものであるかどうかの判定には他の方法による証明か、あるいは現象それ自体の詳しい究明が必要である。他の証明

の一つとしては、最近、カナダで建設前に行った乱流境界層風洞による実験データと、建設後の建物に風圧計を備えて、追跡調査するという方法がとられ、風洞実験の結果は現実の風圧をよくとらえているという報告がなされている。証明のその2は物体周囲の流れについて、Navier-Stokes の方程式を数値的に解くという方法である。これは低 Reynolds 数の場合に比較的容易なのだが、Reynolds 数が高くなると計算量が膨大になり、小さい渦の運動まで追跡することは難かしい。そこで、小さい渦の効果を適当な粘性に置きかえて計算するのも一つの方法であるが、最初から粘性を入れておくと、渦の発生以前に問題があり、かえって Reynolds 数を低下させていることになる。したがって、渦が発生した位置に、そのときの強さに応じた粘性を考えることになる。現在のところ、そのあたりに一工夫要することになるだろう。

現象それ自体の究明ということになると、実物の構造物に対する詳しい観察が、その前提になる。しかし、これはよほど恵まれた境遇が得られないかぎり、断片的なもので終ることが多い。筆者はより間接的ではあるが、より手短かな風洞実験によって、これを行うことにした。すなわち、風洞実験の根本に立返り、現実の構造物の形や、自然風の流れの機構にとられることなく、簡単な形の模型に生じる圧を観察することによって、模型周辺の流れの形態を推察するという方法である。その結果をまとめ、それを基礎として、Reynolds 数や乱れの影響を加味すれば、正しい結果に近づけるのではないかと期待するのである。前述したように、実在の構造物を対象とした風洞実験のみでは真の結果は得られない。それらはすべて近似値であることは間違いない。そして地形を伴った模型はよりよい近似であることも間違いないであろう。しかし、それがどの程度の近似であるかということを知ることにはできない。例えば、構造物周辺のかかなり広い地形を含めた模型実験と、単に、地面の凹凸を模して、そこに生じるであろうと思われる乱流境界層をつくり、それによって行った模型実験とのいずれがより確かなのかということを判定することは難かしい。それを知るためには、自然風のもつ個々の性質が単独で構造物にどのような影響を与えるのかということ調べてみなければならない。すなわち、Reynolds 数が大きくなれば、どのような影響が現われるのか、また、乱れや高さ方向の速度勾配はどのように影響するのかという研究を抜きにすることはできない。さらにさかのぼって、第1次近似となるべき、低 Reynolds 数で一樣流中の状態さえも、十分知られているとはいえない現時点では、そこから出発しなければならないということである。本来ならば、3次元のポテンシャル流解析とか、剥離流の物理的性状を解明するところまでもどるのならば、理想的であるだろう。しかし、より広範な問題を扱いたい筆者はそこまで基礎的な研究をするつもりはない。このような主旨で、Reynolds

数の影響が小さく、実在の構造物に適用範囲の広い直方形模型に作用する風圧を測定し、特徴的な現象を網羅すること、および一般流に含まれる乱れの影響を調べることが、本論の主な目的である。

§ 2 既往の研究概要

本来、物体まわりの流れによって生じる諸現象は構造物に加わる風圧力の問題を対象とするよりも、流体力学の見地から研究されていたようである。そこでは球や2次元の円柱、翼形に関する圧や力の測定が行われたが、何故か角柱に関する古い文献は少ないようである。

1940年ぐらいから、吊橋や煙突の風による振動の被害が出始め、構造物を設計する側の要請から、種々の構造物の模型による風洞実験が行われるようになった。しかし、これらの論文の多くは、その研究動機からも明らかなように、運動する物体の流れとの相互干渉による現象を扱ったものであり、現象的にはより簡単な静止している物体に作用する力を扱ったものは、一様流中の測定結果に基づいていると思われる各国での風荷重規定の探索に限られている。

剥離流の研究分野では、1954年 A. Roshko が、一般流の速度、剥離流の速度、背面の静圧の関係を結びつける notched hodograph method を発表し、1955年には、剥離流の速度と一般流の速度の比が、後流の状態や抗力の大きさをきめる重要なパラメータであることを指摘している。また、物体の見付巾を後流の巾に置きかえた Strouhal 数は任意の断面をもつ2次元物体について一定で、0.16になると述べている。

1961年、A. G. Davenport は自然風の変動が構造物に線型的に伝達するものと仮定し、後に aerodynamic admittance と呼ばれる伝達関数を導入している。このとき、自然風の乱れの統計的な性質を用い、構造物が遭遇すると考えられる荷重状態を予測する方法について述べている。

1963年には構造物に作用する風荷重に関する第1回の国際会議が、N. P. L. で開かれ、ここには興味ある何編かの論文が含まれている。C. Scruton は多くの実験から、正方形断面をもつ2次元模型の安定、不安定限界を、無次元化された風速と、無次元化された物体の抵抗をパラメータとして表わした。不安定となる原因の一つは Kármán 渦状の渦によるもので、他の一つは剥離流の側面への再付着に基づく negative slope による自動振動である。この会議では乱流境界層風洞を用いて測定した静圧な圧の分布に関する研究が3編ある。N. Franck は地面の凹凸の代りに種々の材料を風洞の床に敷き、それぞれの材料に

対して発達した乱流境界層の風速プロファイルを測定し、野外の測定結果と比較している。模型の測定例として、屋根面隅角部の円錐渦による局部負圧をとりあげ、乱れが強い場合の方が負圧が弱くなることを見い出している。W. D. Bains は種々の直方形模型を用いて、一様流と境界層流での実験結果を比較している。その結果、とくに剥離点より下流の圧の分布が著しく変化することを指摘している。また圧の分布から模型周辺の流れの形態を推定し、境界層流では模型下方周辺の風速が模型のない場合に比べて、速くなることを見い出している。今日社会問題化しつつある高層建物の周辺気流の問題は、この時点である程度予測されていたかもしれない。Davenport はいくつかの部分に分割した平板の各要素に作用する風圧力を測定し、自然風の変動との同時測定から aerodynamic admittance を求めている。このとき、地形に対する風速プロファイルを決める定数や、風荷重の極値の問題などが提案され、各国の風荷重規定などに影響を与えた。

1964 年、G. V. Parkinson と J. D. Smith は静止している模型の断面に生じる風圧力が振動中にも作用するものと仮定し、種々の辺角をもつ 2 次元角柱に生じる静的な圧の分布を数式化して振動の理論計算をすると同時に、実験的にもこの自励振動現象を確かめた。

1966 年、B. J. Vickery は、静止しているとみなされる正方形断面の 2 次元模型に生じる変動力と変動圧とを一様流中と乱流中で測定し、詳しく解析した。当時、変動圧を測定することは技術的に難しかったと思われるが、容量形の圧力計を用いたと述べており、コンデンサーマイクロフォンのようなものを用いたものと思われる。この研究から、正方形柱に作用する変動力の主成分は Kármán 渦状の渦によるものであることが明らかになり、一般流に含まれる乱れは、その周期性を乱すこと、背面の負圧を著しく上昇させることがわかった。筆者の研究は彼の研究領域を他の断面形をもつもの、乱れの性質を変化させること、3 次元にすることというように拡張することが主要な目的の一つである。

同年、J. H. Gerrard は、これまで 2 次元物体などで発生する渦の周期性について、唯一の依りどころとなっていた Kármán の渦の安定理論に対して、後流での渦の発生、流出の機構的な考察から、必然的に周期性をもつことを見い出した。

1967 年、P. W. Bearman は 2 次元物体に生じる抗力が、ポテンシャル渦列による抗力に置き換えられるものと仮定し、また渦間隔と渦列間隔の比が、抗力が最小になるように決まるという Kronauer の条件を用いて、後流の解析をしている。その結果、Strouhal 数と抗力の積が、Roshko が求めた一般流の速度と剥離流の速度の比の一価関数になることを見い出した。背面に分離板をもつ模型や、風上から背後に空気を送り込み、背面の圧を調整できる模型を用いて、実験的に証明した。また Roshko の universal Strouhal 数の

一般流の速度を剥離流の速度に置きかえて、新しい universal Strouhal 数を求め、これが0.181になるとしている。

1968年、Vickery は乱流境界層をもつ水槽で直方形3次元模型に作用する変動力を測定したが、2次元の場合とはまったく異なったものとなることがわかった。すなわち、変動力はほとんどランダムとなり、Kármán 渦状の渦による周期的な変動は模型の高さがかなり高いものにのみみられるが、それも2次元の場合と比較するとかなり弱いものであった。同時に時間的空間的にランダムな速度分布をもつ流れが物体に当る場合について、Davenport の線状構造物に対する空気力の考え方を敷衍した lattice theory に関して述べている。

1970年には風荷重に関する第1回の日米セミナーがハワイ大学で開かれた。J. E. Cermak は剥離流が再付着するときに生じる強い変動圧について、剥離流が乱れて再付着点が激しく移動するためであると述べた。また、Roshko は傾角が 45° に置かれた表面に凹凸がある模型周辺の流れ、とくに剥離流に及ぼす凹凸の影響と Reynolds 数の関係を発表した。つまり、表面の凹凸は剥離流を乱す作用をし、Reynolds 数の増加もまた同じような効果があるということである。この2つの研究は、幸にその会に同席させていただいた筆者の剥離流に関する考え方に大いに参考になった。ついでながら、筆者は本論第2章に述べる研究の一部を発表させていただいた。

1971年、Bearman は、乱流に直面する平板に作用する力を測定し、平板の背面における静圧は、乱れの強さと、スケール比（乱れの流れ方向の積分スケールと板の直径との比）の2乗との積からなる turbulence parameter と直線的な関係があることを見出した。この現象は、正方形断面2次元模型に対する Vickery の結果（1966）とは逆のものであった。このとき平板に作用する変動力に関する aerodynamic admittance を求め、lattice theory と比較している。1972年に彼は乱流中にある2次元模型（Roshko model）の前面附近の流れと、模型の前面の淀み点における変動圧を測定したが、変動圧にも高周波成分が伝達しておらず、aerodynamic admittance の高周波成分の減少が単なる変動の空間相関の減少のためだけでなく、渦の変形による高周波成分の消滅であることに気付いた。筆者もその頃、同じような平板の風上面の変動圧を調べていたが、高周波域の圧の変動が何故消滅するのか理解に苦しんでいたところであった。一方、J. C. R. Hunt はこの現象を rapid distortion theory をもとにして、すでに1971年円柱について理論的に証明していた。彼は1975年の風荷重に関する第2回米国国内会議で、後流の中に対してもその考え方をもち込むことが可能であると発表している。

§ 3 論文の概要

本論文の2章以下の研究概要について章を追って述べる。

2章では、地面板上に置かれた一様流中の各種直方形模型表面に生じる静的な圧の分布を求め、模型周辺の流れの時間平均な性質について考察する。§1では、もっとも一般的なものであると考えられる立方体の模型について調べる。考察は風上側の壁面における地面板境界層の影響、流れ方向に対して傾き角があるときの壁面の圧の分布形と屋根面隅角部附近の局部負圧との関係などについて行う。§2では、屋根面における円錐渦による局部負圧が、模型の高さに影響されることに注目し、種々の傾き角に対する両側の円錐渦による負圧について調べる。傾き角 45° の対称な2点におけるこの負圧は瞬間的に対称にならず、かなり大巾な変化を示す。この変化を立方体模型について調べる。§3では、細長い平面形や、高さが高くなる場合の静的な圧の分布について調べる。

3章では、半導体ダイアフラム型の圧力変換器を利用した変動圧、変動力の計測方法を開発し、乱流に直面する平板の抗力変動、風上面の風圧変動を計測、解析している。§1では、圧力変換器のダイアフラム保護のために取付けるキャップによって、Helmholtzの共鳴現象が生じる。このため変換器の周波数特性を求める必要があり、共鳴管を用いる方法を示している。つぎに圧力変換器を水の詰ったベローズの中に入れ、荷重変換器としても使用できることを示している。§2では、望ましい乱れの強さとスケールをもつ乱れを得るための乱流格子の素材と組み方について述べている。§3では、乱流に直面する種々の大きさをもった円板、正方形板、長方形板に生じる抗力変動を測定し、aerodynamic admittance、風速変動と抗力変動との相互相関を求めている。§4では、平板の風上面に生じる圧をいくつかの点で測定し、風速・風圧アドミタンス、2点間の変動圧の相互相関などを求め、圧の変動と抗力の変動との関係について考察している。

4章では、一様流および乱流中における種々の長方形断面をもつ2次元模型に作用する静的な圧の分布、変動力、変動圧を計^測算し、流れの形態について解析している。§1では、12種類の模型のそれぞれについて、傾き角を種々変化させた場合の静的な圧の分布を求めている。またこれらの圧の分布を表面積について積分し、抗力、揚力、モーメントを求めている。§2では、6種類の断面形について傾き角がない場合の揚力変動、抗力変動、Strouhal数を測定し、変動力のスペクトル解析をして特徴のある場合には流れの形態を考察している。また傾き角がある場合についても同様の解析を行っている。§3では、測定可能な6種類の模型について、表面の変動圧の強さの分布を求めている。また、辺の比が1:1.5の断面をもつものおよび、1:4の断面をもつものに対しては、一様流中で得られた圧の同時測定記

録から流れの形態について考察している。

5章では、傾き角のない1:7.5の断面をもつ2次元模型の側面における静的な圧、変動圧を測定している。この断面の模型は、Kármán 渦状の渦による周期的な圧の変動が生じないこと、剥離流と平行な広い側面があること、流れの形態の変化に鋭敏に追従する静的な圧の分布を示すこと、などの特徴をもっているため、剥離流の挙動について観察するのに適している。§1では、一様流中で、風速と断面の大きさを変えた場合、流れの幾何学的な相似性が保たれるかどうかの検討、静的な圧の分布、変動圧の分布から Reynolds 数の影響などについて述べる。§2では、乱流中で側面での静的な圧の分布と変動圧がどのように変化するかを調べるとともに、側面2点間の変動圧の同時測定記録から相互相関や、周波数別相互相関を求め、変動圧の時間空間的な広がりについて調べる。また、その結果から小さい領域に作用する変動力の作用面の増加に伴う減小について議論する。§3では、乱れの物体に対する性質として、乱れの強さおよび流れ方向の積分スケールと物体の代表的な長さの比を考え、それらのパラメータを変化させると、静的な圧の分布がどのように変化するかを観察する。また、風速変動と側面の風圧変動との相関の周波数分析から、風速変動の連行効果に及ぼす波長を予測する。

6章では、2章§3の継続研究として、模型の高さを徐々に高くしていくとき、どのような経過で2次元的な流れの状態に近づくかという問題を考えてみる。§1では、一様流中で正方形平面をもつ模型について、立方体から高さが一辺の25倍のものまで側面における変動圧を調べている。高さが一辺の6倍～10倍で Kármán 渦状の渦による変動圧が生じにくくなることが見い出され、これを背面の静的な圧の分布と結びつけて考察する。§2では、1:2の平面形のものを加えて、側面の変動圧と背面の静的な圧の分布の2つを中心に測定し、正方形平面の場合と比較している。また乱流中でも、同様の実験を行っている。

第2章 直方形模型に生じる静的な圧の分布

模型周辺の流れを直接測定することなく、その形態の概況を知るために、もっとも簡便な方法は模型の面に生じる静的な圧の分布を測定することである。流れに対する模型の角度を連続的に変化させるとき、あるいは、模型の一方の長さを連続的に変化させるとき、静圧分布も連続的に変化するような場合は、流れの形態に急激な変化はないものとみなすことができる。したがって、はじめにもっともわかりやすい流れの形態を仮定しておけば、その本質には変りがない。これに対して、模型の流れに対する幾何学的な形状を連続的に変化させるとき、静圧分布が急激に変化すれば、剥離が生じる稜線の交代や、剥離した流れの再付着などを想定して、新しい流れの形態を仮定する必要が生じる。このような臨界的な性状が把握できれば、構造物に作用する風圧分布を決定するのに都合がよい。本章では、一様流中の地面板上に置かれた模型に生じる風圧分布について論じる。

この種の研究は、わが国でも古くから行われている。池口（1935）^[2.1] はすでに乱流境界層を用いた実験も行っており、M. JensenとN. Franck（1965）^[2.2] によって系統的に研究され、現在世界的に行われている境界層風洞を用いた実物建物についての実験に、はるかに先んじている。しかし、何分当時は剥離流や乱流に関する情報は乏しく、実験結果を流れの形態と結びつけることはできなかった。その後、谷口と中野（1938）^[2.3] は、木造校舎を設計する資料として、水平方向に細長い直方体模型の風圧分布を測定している。風に直面する面で生じる渦を観察しているが、剥離流の流れについては不明確である。

乱流境界層を用いた実験が数多く行われている現在、一様流中の実験は時代逆行の観がないでもないが、一般性を重視するとき、どのような乱流境界層を基準にすべきであるか、また模型実験の相似性が幾何学的なものだけでよいのかといった問題が解決していないことを考慮すれば、一様流というのはもっとも基本的なものであると思われる。

§ 1 立方形模型に生じる静的な圧の分布

1.1 概 説

物体まわりの流れの形態が2次元になる場合を通常2次元模型といっており、この場合は流れの形態は比較的わかりやすい。しかし、筆者等の研究対象としている構造物は3次元

的な流れとなるものも多く、今後の研究指針を得るためにも、3次元的な流れに関する問題を見い出しておく必要がある。そのためのもっとも簡単な模型の形状は立方体であろうと考え、立方体形模型について調べることにする。

1.2 実験方法

使用する風洞は、エッフル型で、吹出し口径は $50\text{cm} \times 50\text{cm}$ である。最大風速は 15m/sec 、電動機は 3.7kw の誘導電動機であるが、プーリーの径を加減して風速を連続的に変化させることができる。測定断面での乱れの強さは 0.4% 程度で、一応スムーズな流れである。

模型は木製で、 10cm 角の立方体とし、面は細かいサンドペーパーで磨いた。図 2.1.1 に示すように地面板は吹出口底面をビニール塗料の化粧板で延長し、円形の孔を繰り抜いておく。その孔に模型の底につけた円板をはめこみ、模型の風に対する角度を自由に変えられるようにした。

風圧の測定孔はできるだけ小さいことが望ましいので、内径 0.5mm 、外径 0.7mm の注射針の先端を取り除いたものを利用した。測点での圧力は内径 2mm のビニール管を通して、ダンピングを大きくしたGöttingen型マノメータに導いた。測定孔の配置は原則として 1cm 方眼の交点にとったが、面の中央部附近は適当に省き、隅角部附近には追加した。また、できるかぎりの対称性を利用して、測点の数を少くした。このため、模型製作上の誤差や模型設置上の誤差を含むことになるが、対称線上にある測点は少くとも2つの方向について重ねて測定することになるため、それらの値を比較して、 7% 程度の差は許容することにした。

マノメータの液体には局方イソプロパノールを用い、ピトー管による速度圧がつねに 1cm となるように風速を設定したので、風速は約 12.5m/sec であった。

図 2.1.1 に示したような流れの場で模型に生じる静圧分布を測定したが、模型のないときの地面板上の風速プロファイルは、図 2.1.2 のようになっている。

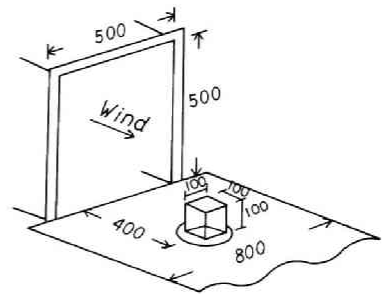


図 2.1.1 測定スペース

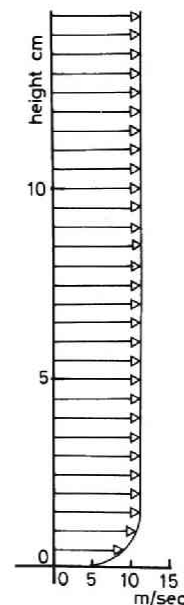


図 2.1.2 風速プロファイル

1.3 実験結果と考察

物体表面に生じる圧の強さは、慣習的に風圧係数 c_s で表わされることが多い。これは、Bernoulli の定理に基づいたもので、流れの高さ方向の変化を無視すると

$$\frac{1}{2} \rho U^2 + p_0 = \frac{1}{2} \rho \dot{U}^2 + p \quad \dots\dots\dots (2.1)$$

ただし、 ρ は空気密度、 U は基準流速、 p_0 は基準静圧、 \dot{U} はポテンシャル流を仮定したときの物体表面に接する部分の流速、 p は物体表面での静圧である。現実には物体表面に作用する圧としては、差圧 $p - p_0$ が問題になり、これを基準速度圧

$$q = \frac{1}{2} \rho U^2 \quad \dots\dots\dots (2.2)$$

との比を風圧係数 c_s として定義している。すなわち、(2.1) 式より

$$c_s = (p - p_0)/q = 1 - (\dot{U}/U)^2 \quad \dots\dots\dots (2.3)$$

\dot{U}/U は物体周囲の流れの形態さえきまれば、定まるものであるから、風圧係数 c_s も流れの形態を確定させる物体の形状のみによって定まるものと考えられる。

以上は非粘性流体を基準とした議論であり、粘性流体についてもそのような考え方があてはまるかどうかは問題である。しかしながら、実験を通じて観察できることから、基準風速をある程度変化させても、模型の大きさを多少変えてみても、ほとんど一定の値が得られることが知られており、粘性の小さい空気のような流体では物体の風上面では境界層の厚さは薄く、ポテンシャル流れと大差ない流れの形態が生じているものといわれている。(2.3) 式は一応、物体周囲の流れの形態が定常的なものと仮定して導かれている。しかし、たとえ非定常であっても、時間的に長い平均をとれば、物体周囲には平均的な流れの形態が存在し、平均的な風圧係数が存在することになる。このことは、物体表面から境界層の剥離が生じような場合にも風圧係数が定義できる可能性を生じさせている。現実には剥離流に接している物体表面で、このような風圧係数を用いても、実験的な矛盾は見つかっていない。ただ、物体の形状以外に流れの形態を左右するものとして、流れに含まれている乱れや、Reynolds 数の影響が考えられるが、このことは5章でふれることにして、ここでは以上に述べた風圧係数を用いて実験結果を整理することにする。

実験結果はまとめて、図 2.1.3 (a), (b), (c), (d) に示すようなものになった。

(a) 壁面について

壁面を大別すると、流れが剥離する稜線よりも風上側のものと稜線より風下側のものとに

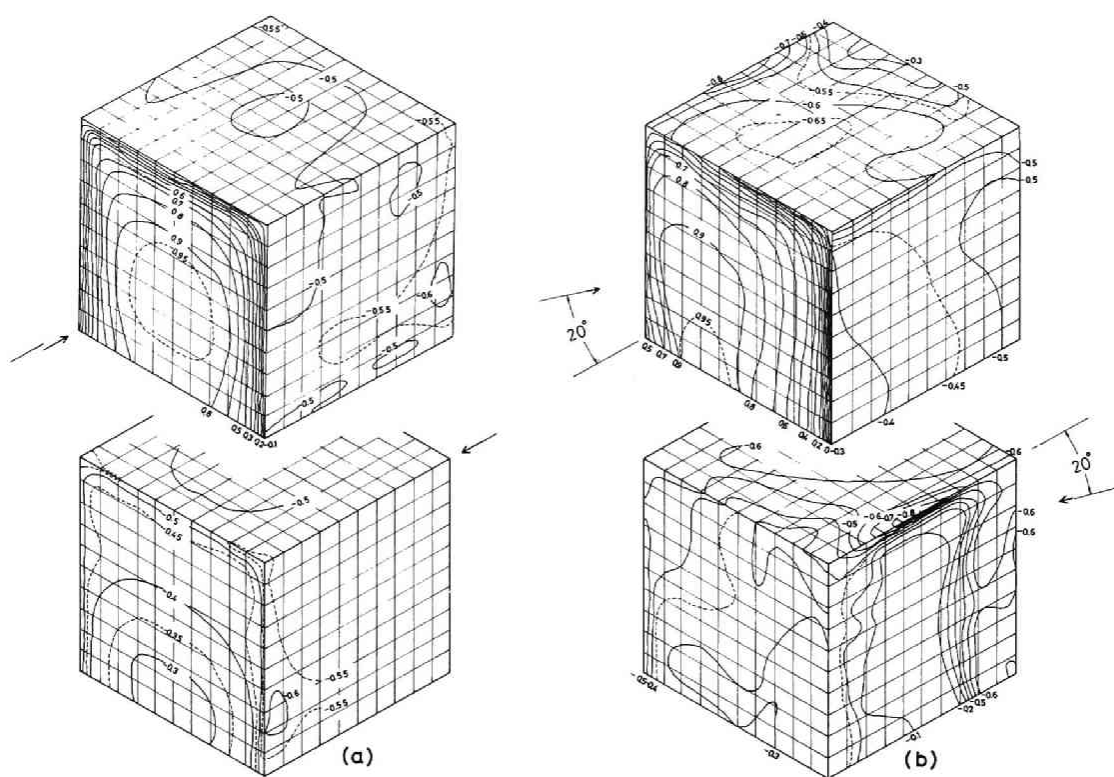


図 2.1.3 立方形模型表面の静的な圧の分布
(a)傾き角 0° , (b) 20° , (c) 30° , (d) 45°

なる。

まず、風上側の壁面について考える。図 2.1.3 (a) において、正面から風を受ける面は中央部のやや下方に正圧の最大値が生じ、周辺に近づくにつれて一様に減少している。下辺を除く周辺では圧力の勾配が急激になり、稜線では負圧になっている。この圧力分布はポテンシヤル流の解析から類推されるものに近いが、正圧が最大になる淀み点の位置が地面板上になく、やや上方にくるところと、剥離が生じる稜線のところでやや異なる。

淀み点が地面板より高いところに生じるのは谷口等^[2.3]や、W. D. Bains (1963)^[2.4]が指摘しているように、壁面による圧力上昇のため、壁面前方の地面板で境界層が剥離し、流れ方向に直角で水平な軸をもつ渦となるためである。この渦は地面板とのまさつによって生じ、壁面が水平に細長いほど安定がよくなると考えられる。この実験のように極めて薄い境界層をもつ場合でもその効果が現われることは注目すべきである。この渦の安定性の例証として、前述の池口^[2.1]が風上面が水平に細長くなるほど正圧の最大値が上方に移動すると述べている。また、W. D. Bains^[2.4]は乱流境界層流中ではこの渦がより安定になっていることを見い出している。現在社会問題になっている高層建物による地上での強風現象に、この渦

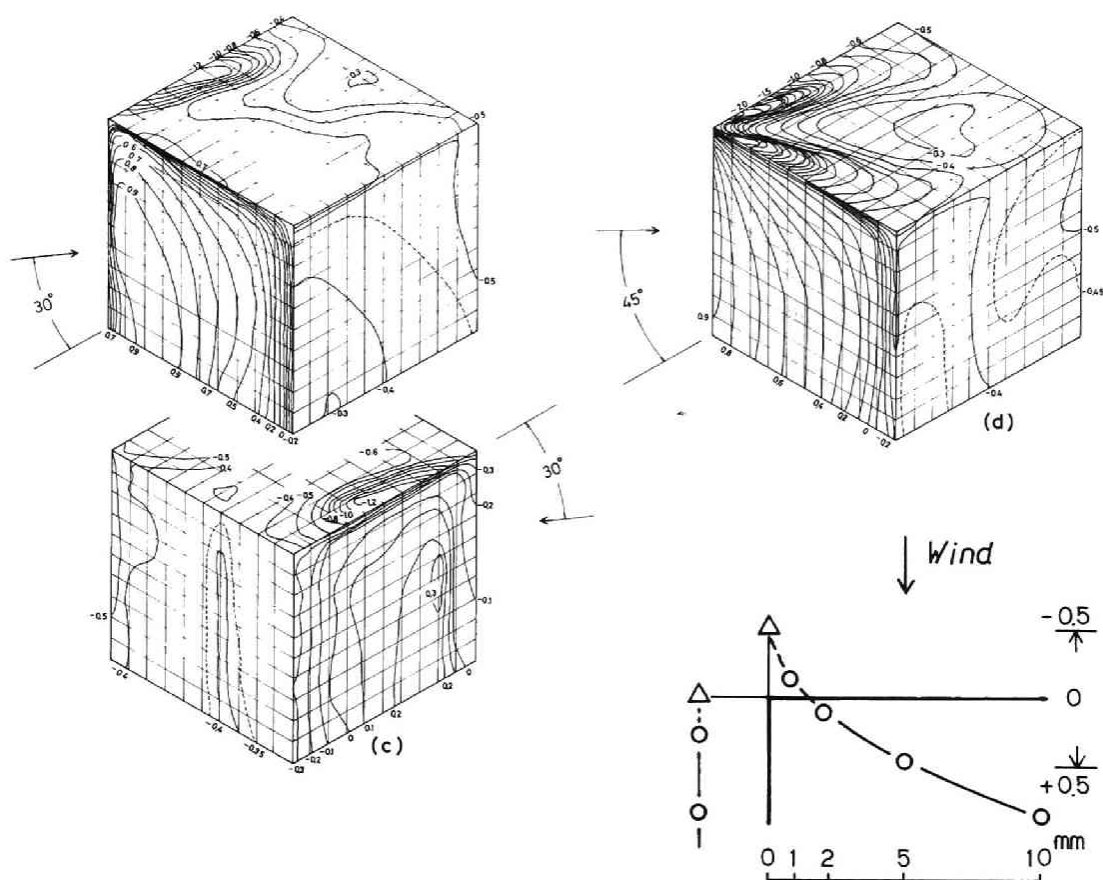


図 2.1.4 隅角部附近の圧の分布

が関連していることは明らかで、さらに詳しい研究を必要とする。

つぎに、剥離が生じる稜線上の負圧については、やや詳しい観察を試みた。図 2.1.4 は地面上 5 cm の高さの水平断面の一部における風圧分布である。ポテンシャル流による圧は稜線で無限の負圧になるが、現実にはここで剥離が生じるために、流線は折れることはない。この図から稜線を介して圧力分布は連続していることが推定され、これは流線が折れないということと一致している。一般に、模型製作上、稜線の鋭さが問題になるであろうが、この議論を敷衍すると、風上面と平行な接線をもって飛び出す剥離流が生じる程度の鋭さがあればよいことになる。この鋭さは通常肉眼でみるものよりも、鈍いらしく、普通に角ばったもので幾何学的な相似性が得られるのはそのためであろうと考えられる。C. Scruton と、E. W. E. Rogers (1971)^(2.5) によれば、2次元模型で角の曲率半径と模型の径との比が 0.021 程度であれば、 10^6 ぐらいの Reynolds 数まではその影響はなく、0.167 では 10^6 以下で影響がみられることになっている。

風上側の壁面が流れ方向と傾きをもつと、図 2.1.3 (b), および (c) のようになる。前述した前面の渦はもはや生じにくく、^(傾き)傾角 20° では淀み点が地面板の近くなる。傾き角 30° および 45° では淀み点は必ずしも地面板に近いとはいえない。傾き角 20° ですでに渦は生じないのであるから、風速プロファイルの影響であると考えることができる。傾き角のある風上面は角度が大きくなるにつれて淀み点が風上側に寄るため、風上側で圧力勾配が急で風下側で緩くなる。

傾き角が 0° と 45° との間では視覚的には風上面ではあるが、その前縁で剥離が生じるため、淀み点を含まない面が生じる。これらの面では一旦前縁で剥離した流れが一般流に押され、その面の後方に再付着する。そのためにその面の前縁に沿って渦が生じる。この渦は強い負圧を伴っている。圧力分布のみではどの辺に剥離流が再付着するのか明らかではない。しかし、前縁で負圧が強く、風下側へなだらかに圧力が上昇し、後縁で弱い負圧となる分布は剥離流の再付着が生じるときの特有のものである。この状態に備えて、構造物の稜線近くは、局所的な負圧に注意すべきである。

後流の中では静圧がほぼ一様であると従来からよくいわれている通り、風下側の壁面では -0.5 前後の負圧が分布している。ただ、傾き角がないときは、前の周辺で剥離した剥離流が一つの門形の渦となって存在するため、その吹き返しが当たる風下側壁面では圧が上昇する。傾き角がある場合は流れに対する模型の姿勢が抵抗が少ない形であるから、剥離流のせん断が弱く渦が後方に生じるため、吹き返しは模型風下側壁面にまで届かない。したがって、吹き返しによる圧力上昇は不明瞭である。

(b) 屋根面について

傾き角 0° のときの屋根面は、後流の中の他の面と同じ条件であって、一様な負圧が作用する。傾き角が 20° 近くになると、淀み点のない風上壁面と交る稜線の中央附近に局所的に強い負圧が生じる。この壁面では前述したように前縁で剥離した流れが再付着し、壁面中央部に縦長の圧の高い部分ができて、その上部では圧力勾配が大きくなる。再付着した流体の一部はこの勾配に沿って吹き上り、上辺で剥離する新しい剥離流となる。この剥離流は壁面の縦長の高圧部に関連するため規模は小さく、また乱れやすい状態になっていると考えられる。このような条件は後章で述べるように連行効果が強く、屋根面に再付着することを助長する。この負圧は以上のような機構になって生じるものと思われる。

傾き角が 30° になると、壁面高圧部の巾が広がって、吹き上げの規模は大きくなる。一方、淀み点がある風上壁面では、淀み点が風上に移るために淀み点を含む縦長の高圧部が生じる。前述の機構とよく似た機構によって、この壁面と交る稜線の附近でも同じような負圧

が生じる。したがって、風上側の両方の稜線から剥離する剥離流は屋根面の上方で互いに反対にまわる渦となり、両方の渦はその接点で下降流が生じて安定する。その最も安定したものと考えられる状態が傾き角 45° の場合である。このようになると、もはや壁面の縦長の高圧部はなくても両方の辺から剥離するだけで、一対の安定な円錐渦が定着する。この円錐渦による局所的な負圧はあらゆる構造物に生じる負圧の中でもっとも強いものである。池口^{〔1.1〕}もこれと同じ負圧を観察しており、本実験とはほぼ同じ結果を得ている。この種の負圧は長方形平面で傾き角 45° の場合に長辺方向に沿った風上側隅角部近くでより強くなる傾向があるようである。前記の谷口等^{〔2.3〕}の結果によると屋根面の辺の比が $1:6.4$ のとき、風圧係数 -6.687 という値が著わされている。また、N. Franck^{〔2.6〕} (1963) は辺の比が $1:2$ で 10% の緩勾配の屋根面をもつ模型について、乱流境界層の流れが模型の高さが高い方の角から当たる場合に、 -4.20 という負圧を観察している。また同じ模型で乱れを強くした場合は -2.54 となっていることから、これらの負圧は流れの性質にも影響されるようである。以上2つの長方形平面をもつ模型は屋根面の短辺の長さが模型の高さと大体同じものであった。この負圧は模型の高さにも関係すると思われるので、正方形断面のものについて次節で扱うことにする。

1.4 立方体模型表面の風圧分布の特徴

ここで得た立方体形模型の風圧分布自体は概して従来から得られていたものと変りなかった。しかし、測定孔を小さくして隅角部に密にとり、圧力分布を詳しく求めたために物体周辺の流れの形態を推察することができ、今後の研究を必要とする問題点を得るのに役立った。

まず、地面板をとくに粗くしなくても、地面板近くで薄くはあるが強いせん断流れが生じるために、流れに直面する壁面の前方には渦が生じる。これを乱流境界層中のものと比較すると違った結果が得られるであろうが、その場合、風圧係数を求めるための基準速度圧をどのようにとるかによって、風圧係数が異なるために単純に比較することは難かしい。従来、慣習的に屋根面の高さの模型のないときの風速によって速度圧を求めているようである。この方法では、高さ方向に針金のように細長い構造物ならばよいが、流れに直角な方向に拡がりがあるものならば、流れは物体によって排除され、屋根の高さにあるはずの流体は屋根上方に流れ去る。また、構造物の風方向についての見付面積を考えてみても、屋根面の高さの流速を等しくすれば、風速プロファイルに勾配のある方が、その見付面積に当る流体の量は少なくなる。以上のことから、一様流の場合の風圧係数は小さく見積り過ぎる危険がある。そこで、何を基準速度圧にとればよいかが問題となる。これについては前面に生じる渦や、物

体による流れのゆがみに関する研究が必要であろう。筆者は直感的に前面の淀み点の正圧を基準速度圧とすることを提案する。それによる大きな矛盾はないと思われる。

剥離を生じる稜角部に生じる圧はポテンシャル流によって得られるものとは異なり、剥離点のすぐ下流の面に生じる負圧につながっている。

剥離点より下流の複雑な風圧分布は屋根面の円錐渦の場合も含めて、剥離流の再付着によって生じる渦によるものである。この渦による負圧は局部的ではあるが、かなり強くなる恐れがある。

§ 2 円錐渦による負圧について

2.1 概 説

風が斜めから当たる立方体模型の屋根面には円錐渦による負圧が強いことがわかった。この渦は建物の風上側隅角附近で発生し、風下側に流れ去るが、強い風速変動を伴って下流の別の建物にも影響を及ぼすことが J. S. Ostrouski, R. D. Marshall, J. E. Cermak (1967)^(2.7) によって観察されている。また、筆者等の 15° 前後の緩勾配切妻屋根をもつ家屋模型においては軒の角や棟に沿って円錐渦のものと思われる局部負圧がみられ、プレハブ住宅の風害の原因の一つになっているものと思われる。

この渦による建物の被害は概して低層のものに限られると考えられ、ここでは正方形平面をもつ模型の高さを変化させながら、この負圧を観察することにした。また、立方体模型の測定中、この負圧が時間的に不安定なものであることを見出した。したがって、この負圧の変動を測定するための特別なマノメータを考案し、その時間的経過を観察した。

2.2 実験方法

風洞、地面板等は前節で用いたものと同じである。模型の寸法は平面 10 cm × 10 cm で、高さは図 2.2.1 に示すように高さを自由に換えられるようにしている。静的な圧の測定方法も前節と同じである。

間欠的な風圧変動を測定するためのマノメータのユニットの原理図は図 2.2.2 に示す。空気タンクから出ている細い管の先をガラス管につなぎ、ガラス管の部分にメチレンブルーで着色したエチルアルコールを入れて、空気タンク内の空気を封じる。このようにすると封入した空気による復元力をもつ圧力計ができる。空気タンクは真鍮製で熱容量が小さく、温度変化によるドリフトが大きくなるので水槽に入れる。簡単な計算による固有振動数は 8 Hz

程度であり、急激な圧力変動に対しては液滴がこわれる。しかし、空気が測定孔の細い注射針の管中を動くとき十分制動されているため、液滴がこわれることなく、 $2 \sim 3 \text{ Hz}$ 以下の変動にはよく追従する。このようなユニット2成分を用いて、液滴の動きを16mm撮影機で撮影した。撮影速度は1秒当り16コマとした。この不安定現象が風洞の大きさに対する模型の大きさが大き過ぎて生じるという懸念があったため模型を小さくし、稜の長さ5cmの立方体とした。

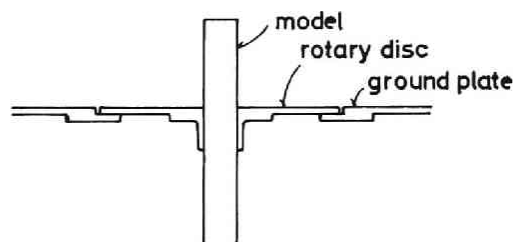


図 2.2.1 模型の設置状況

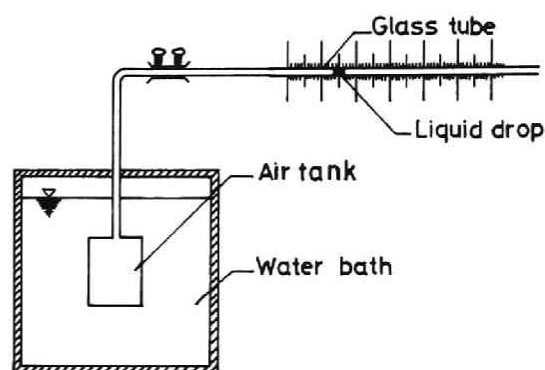


図 2.2.2 緩変動圧測定用 マノメータ

2.3 実験結果と考察

(a) 高さの異なる模型の屋根面における風圧分布について

立方体形模型の屋根面の風圧分布から屋根面に生じる円錐渦は剥離を生じる稜線が、流れの方向と 45° に近いほど発生しやすいことがわかっている。しかし、図2.2.3に示すように、傾き角が 0° の場合にも模型の高さが低いときには、よく似た現象になっていることがわかる。すなわち、前縁で剥離した流れが屋根面に再付着し、前縁と再付着点の間に渦が生じることがわかる。この渦はむしろ円筒形であるが、傾き角が増加すると円錐形になっていく。このときもう一方の風上側稜線に沿ったところにも強い負圧がみられ、やはり同様の渦が生じている。

一般に高さが高くなるほど強い負圧の局所的な性質が薄れていく、これは、高さが高くなるほど剥離流のスケールが大きくなり、そのために屋根面に再付着が生じにくくなるためである。細かく観察すると傾き角 0° の場合も含めて隣接する壁面が淀み点をもつ稜線に沿う円錐渦と、もう一方の稜線に沿う円錐渦とでは高さの変化による影響が異なっている。すなわち、淀み点をもつ壁面上端の稜線からの剥離流は他方の稜線からの剥離流よりスケールが大きいと考えられ、そのために屋根面に再付着しにくい。一方、淀み点をもたない風上側壁面上端から剥離する流れによる渦はスケールが小さく再付着しやすい。この剥離流が生じる基盤となる隣接壁面での縦長の高圧分布については§1で述べたが、この高圧分布は模型の

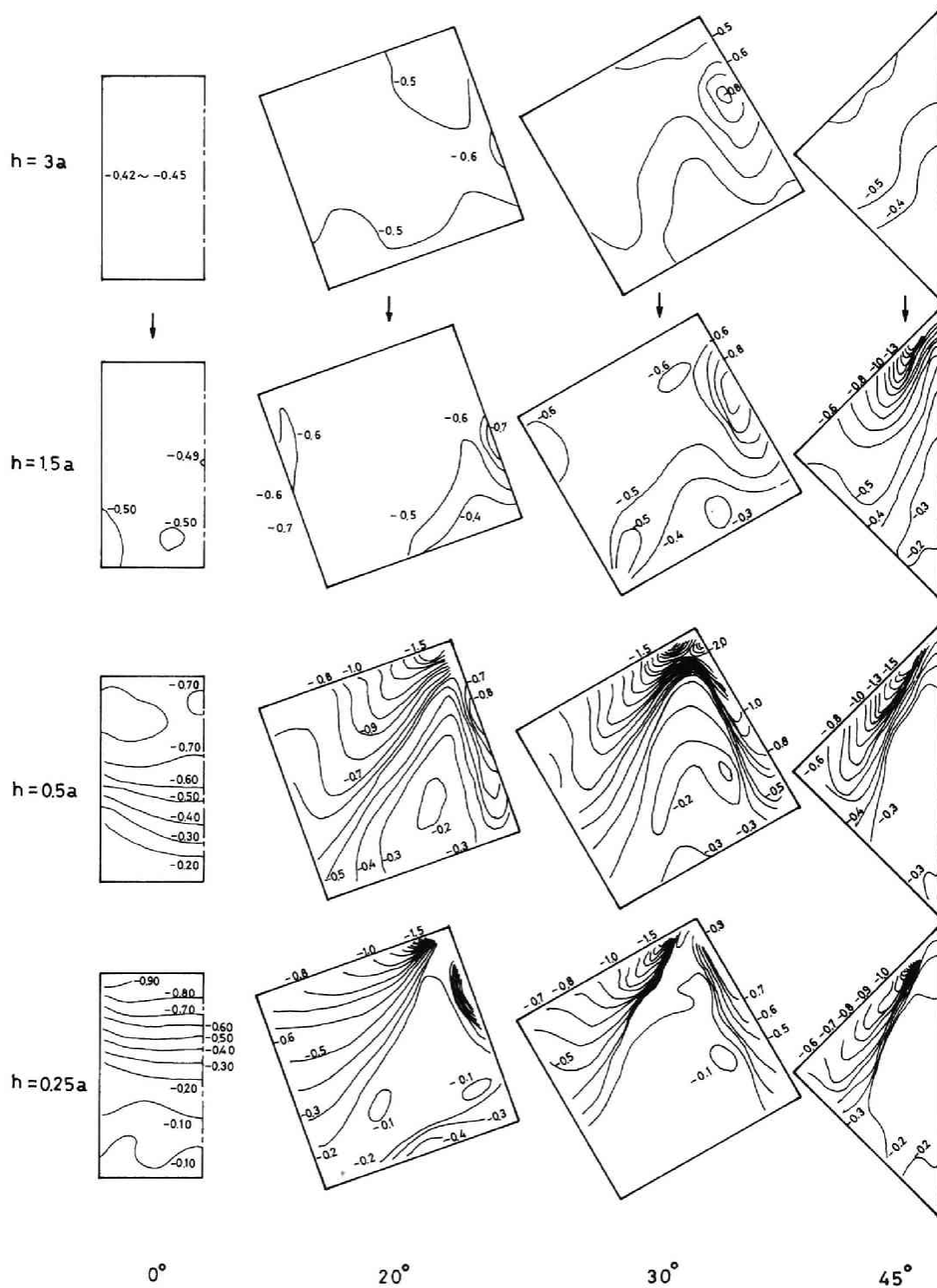


図 2.2.3 陸屋根面における静的な圧の分布

高さが高くなると流れが2次元状になるためにより安定する。そのために、この円錐渦は模
 形の高さが高くなっても生じる性質があり、もう一方の円錐渦が消滅する高さ $h = 1.5 a$ で
 もまだ強い負圧が生じ、 $h = 3 a$ でもその痕跡を残している。

この渦が起因して、迎角のある場合の屋根面の負圧は迎角のない場合の負圧 -0.45 程度
 と比較して -0.6 ぐらいになっており、通常的设计基準値 -0.5 よりも強くなることは注意
 すべきである。

(b) 立方体模型屋根面迎角 45° のときの変動圧について

§ 1 では迎角が 45° の場合は双方の剥離流が屋根面上方で互いに対になって円錐渦になる
 ために非常に安定したものであるという結論であった。事実、図 2.2.3 では高さが $h = 3 a$
 となってもその痕跡が残っている。し

かしながら、それらの値は比較的長い
 時間的な平均値であって、瞬時の現象
 はそのようになっていない。図 2.2.4
 は立方体模型屋根面の流れに平行な
 対角線を介した負圧が強く作用する 2
 点における風圧の時間的な変化を表わ
 している。このように幾何学的に対称
 と考えられる模型に作用する力が対称
 とならない例として、最近、流れに直
 角に置かれた円筒を 2 本流れに直角方
 面に並べた場合に、2 本の円筒に作用
 する力が等しくないという結果が、P.

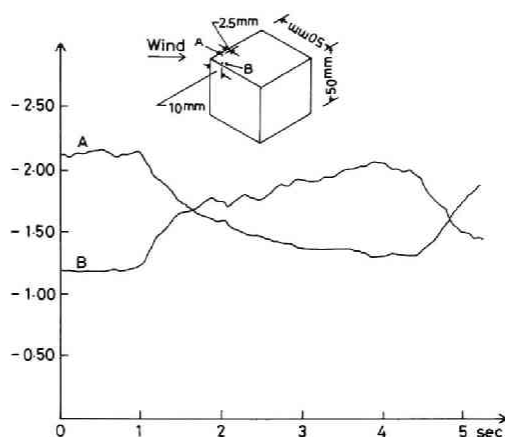


図 2.2.4 陸屋根面風上隅角部附近
 の負圧の変動

W. Bearman (1973)^(2.8) 等によって、また流れ直角方向に細長い断面をもつ 2 本の角柱
 および 3 角柱においても同様の現象があることが A. Roshko (1975)^(2.9) 等によって報告
 されている。安定な後方の淀み点が 2 つあるといった説明がなされているが、確かな原因に
 ついてはよくわからない。筆者の見解によれば、一様流から乱流に移る遷移的な流れ、すな
 わち剥離流はその典型的なものであるが、それらの流れは外からの刺激で乱れを促進する性
 質がある。したがって、剥離したときは対称的な流れであっても、それらが近づくと一方は、
 刺激となり、他方は乱れを促進されて、連行効果 (entraining effect) により、流れの
 形態が非対称になることが考えられる。

これらの実験はいずれも一様流中で行なわれたものであり、乱流中であれば剥離流は剥離

した瞬時に刺激を受け、乱れてしまうために遷移状態が短くなって、このような現象が生じにくくなるであろうということが予測される。

2.4 円錐渦による屋根面の負圧の特徴

屋根面の風上側隅角部をはさんで発生する円錐渦による局所的な負圧について詳しく調べてみた。この現象は流れに対する見付巾と高さの比が1以下の平たい形のものに顕著で、その比が3以上の形のものではほとんど現われない。

風上側の淀み点が生じる壁面に隣接する屋根面よりも剥離流の再付着が生じる壁面に隣接する屋根面の方が円錐渦が発生しやすい。

模型の形や配置が幾何学的に対称であっても、流れの形態が対称とならない例として、壁面が流れに対して 45° となる立方体形模型の屋根面の負圧をとり上げ、このような場合の現象に対して新しい見解を述べた。

§ 3 一般の直方形模型に生じる静的な圧の分布

3.1 概 説

直方体と一口にいても、その種類は無限に多く、それらを逐一調べることは不可能に近い。§ 1で立方体について調べたが、そもそも立方体というものは模型の形のみからみれば特徴的なものであるが、流れの方からみれば、特別な意味はなく、一般的な模型の一例であるに過ぎない。このような観点から一般的なことがらはほとんど§ 1で述べられている。本節では立方体模型では、はっきり観察できなかったいくつかの現象について述べるに止めることにする。

また、実験方法についても模型の寸法以外は§ 1の場合とまったく同じであるから項目を設けない。

3.2 実験結果と考察

(a) 高さが高い場合

立方体の高さが高くなった場合の屋根面の状態については§ 2で述べているので、ここでは壁面について観察する。とくに、この問題は模型が細長くなる時、どのような過程で流れの形態が2次元的になっていくかという点で興味があり、それを正方形断面の傾き角 0° の場合について調べることにする。

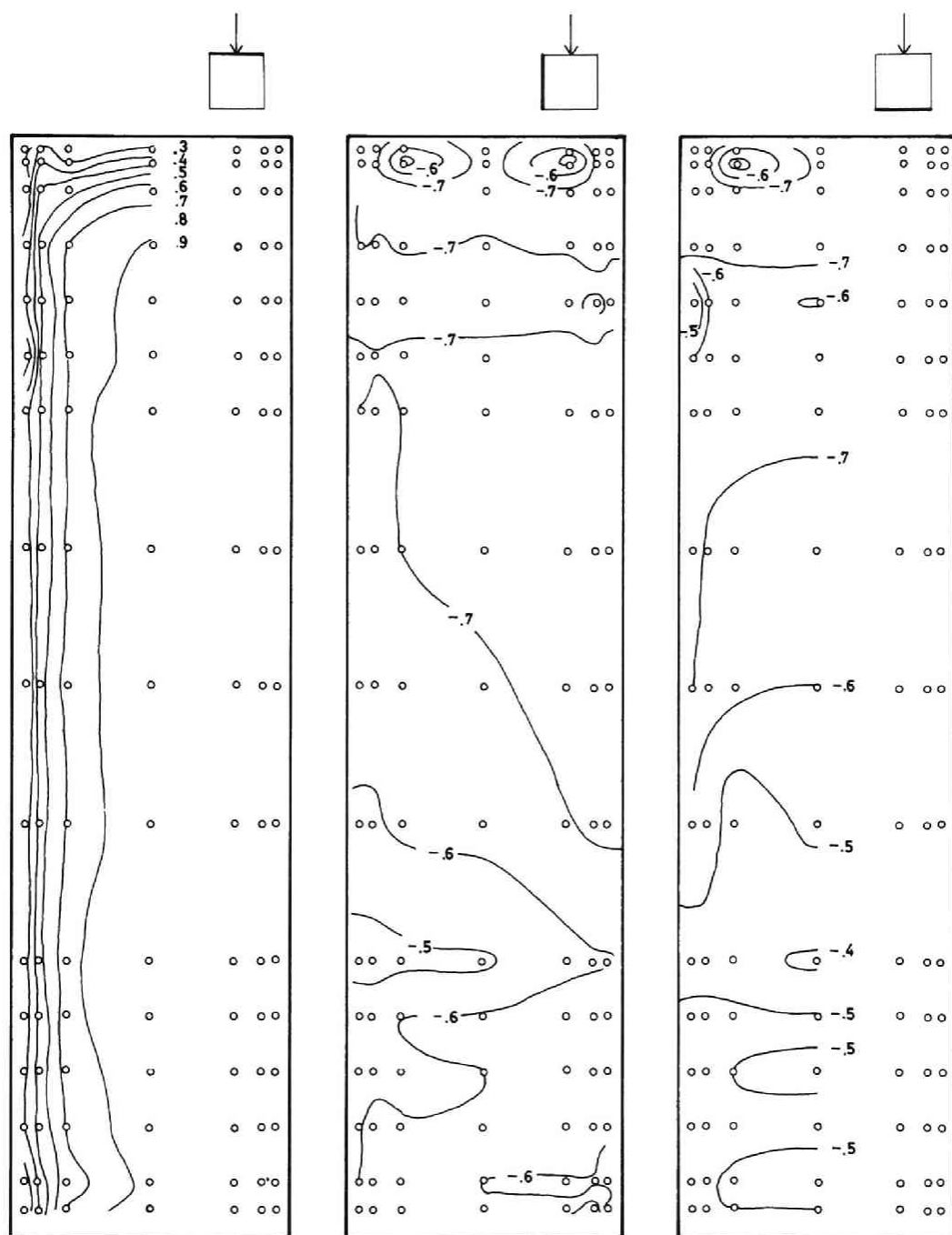


図 2.3.1 高さの高い正方形断面模型表面に生じる静的な圧の分布

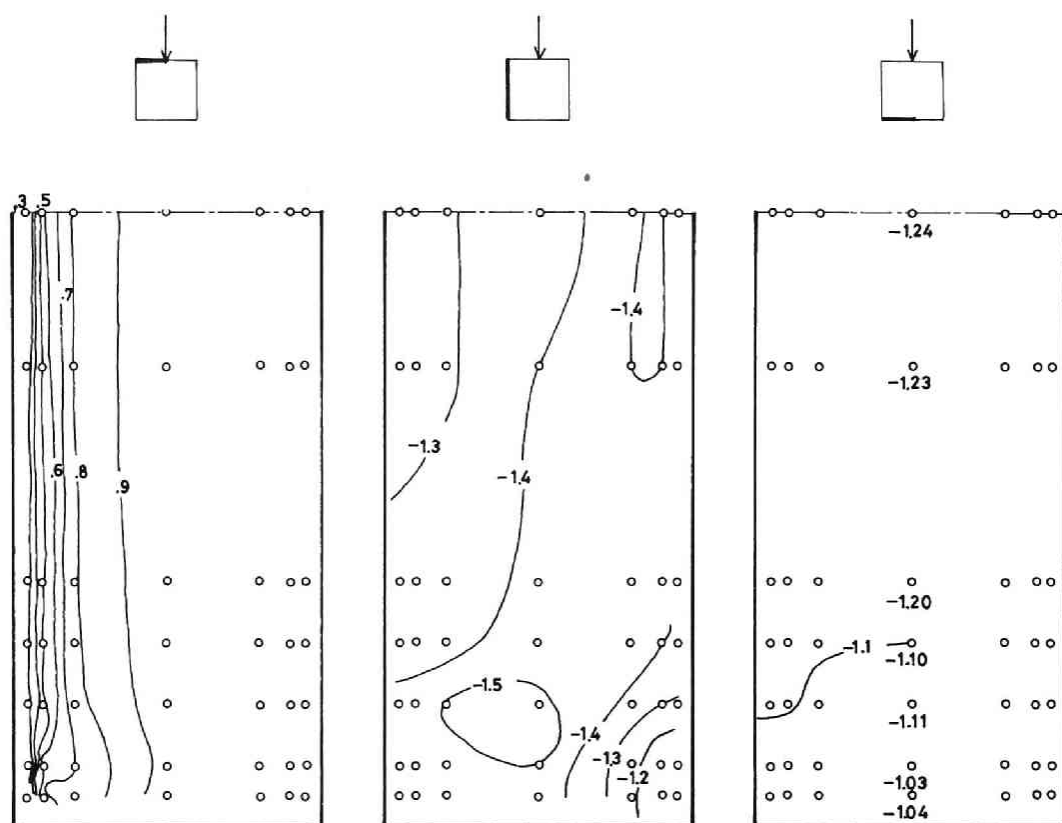


図 2.3.2 上部に端板を設けて 2 次元状態にしたときの静的な圧の分布

図 2.3.1 は断面の辺の長さが 5 cm、高さが 20 cm の模型における風圧分布である。風上面ではポテンシャル流から推測されるような縦長の分布を示し、中央部断面の近くでは 2 次元流を仮定してもよいかのように感じられる。しかし、側面および背面では 2 次元流には程遠い分布を示している。図示してはいないが、傾き角 45° でも同じ傾向がみられる。参考のために、この模型の屋根面に地面板と同じくらいの大きさの板をのせて流れを強制的に 2 次元にした場合の風圧分布を図 2.3.2 に示す。このようにすると、側面や背面の分布も 2 次元に近くなる。通常 2 次元模型はこのようにして得られているが、端板近くではかなり中央部まで板の境界層の影響が現われていることに注意しなければならない。模型のない場合の境界層は、図 2.1.2 から 1 cm 程度であるのに対して、4 cm ぐらい内側までその影響が及んでいる。この影響範囲は模型の風向に対する見付巾が大きくなればさらに大きくなることが推察される。このようなことから、この模型を全体として 2 次元模型として扱うのには問題が残るが、屋根面に板がない場合よりはかなり 2 次元に近いことが推察される。これら 2 つの場合の違い

は側面や背面の分布の形もさることながら、その値が違ふことである。2次元直方形柱の抗力係数がほぼ2であることから屋根面に板を置いた場合の背圧の係数 -1.24 は2次元として適当な値である。ただし、4章の結果から、より2次元的になると、 -1.36 ぐらいにまでなることに注意が必要である。

(b) 平面形が細長い場合

屋根面については谷口^[1.3]等の研究から、正方形平面の場合と本質的には変らないことがわかる。ただ傾き角 45° のときの風上側隅角部をはさむ円錐渦による局部負圧は平面形が長方形の場合、長辺側で強くなる傾向がみられるようである。

この場合の壁面については、平面形が流れ方向に細長い場合と、流れ直角方向に細長い場合とではまったく異なった風圧分布になることは容易に推察される。後者については、立方体模型と大差がないが、前者については、風上側の稜線から剥離する流れが傾き角がなくても、側壁面に再付着する現象が見られ、再付着の位置は地面板上の乱流境界層、屋根面に沿う流れの影響を受けるので、詳しく考察することにする。

図 2.3.3 (a), (b) は、それぞれ平面形が $4\text{ cm} \times 12\text{ cm}$ で、高さが 12 cm と 24 cm の場合の側

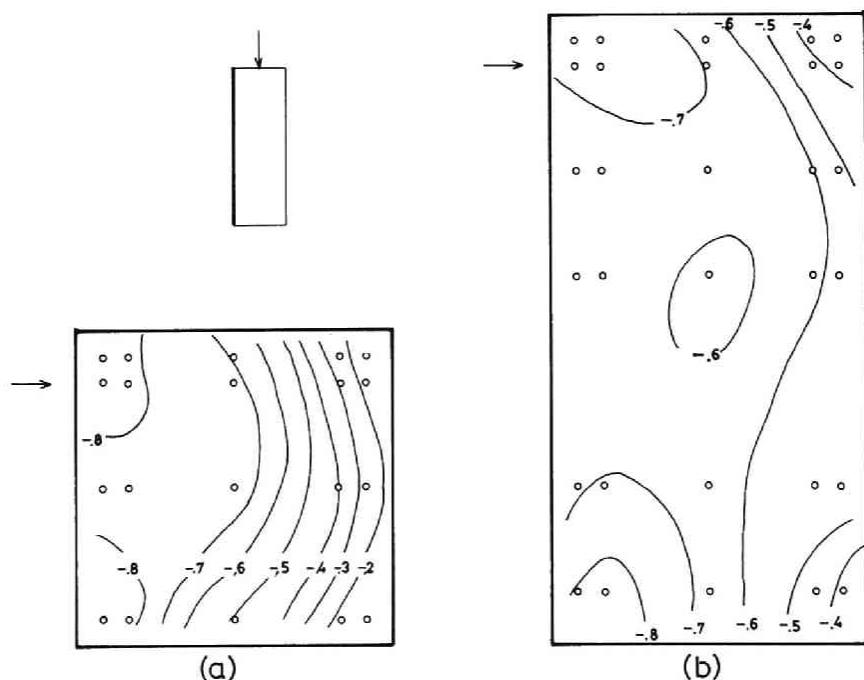


図 2.3.3 流れ方向に細長い断面形をもつ模型の側面における静的な圧の分布

面の風圧分布である。図(a)では等圧線が縦に平行になっており、そのまま高さを増すと2次元になるかと思われるが、図(b)に示すようにそのようにはならない。図(a)では前縁で負圧が強く、風下側で圧が上昇する再付着型の分布であるのに対して、図(b)の中央部はそうにならない。模型の高さがもっと高くなれば、端部の影響のないほとんどの部分で、このような分布になるものと考えられる。つまり、一様流中ではこのような断面をもつ2次元模型では再付着は生じることなく、再付着が生じるためには、もっと細長い断面が必要になる。

一方、模型の高さが低いと端部の影響によって再付着が促進されている。端部の状態は、一方は地面板、他方は模型の終端とかなり異なった状態であるにもかかわらず、図(a)、(b)ともほぼ上下対称な分布が得られるのは興味深い。これは前縁からの剥離流が他の乱れ、すなわち地面板の端では板上の境界層中の乱れ、上端では屋根面前縁から剥離する流れの乱れによって刺激されて生じる連行効果によるものである。この効果は同じ稜線から剥離する流れ相互間でも刺激し合うと考えられ、端板を用いた2次元模型を製作する場合、たとえ端板上の境界層が薄くても、その影響は中央部に向かって及んでいることに注意しなければならない。

3.3 細長い形状をもつ模型における風圧分布の特徴

立方体模型の場合に見られない現象として、正方形柱に生じる風圧分布と、流れ方向に細長い平面形をもつ模型の場合をとりあげた。

正方形柱では上端における渦の不安定性から相当細長くなっても2次元的な流れの場にはならないことがわかった。また、流れ方向に細長い平面形をもつ模型ではその側面に前縁からの剥離流が再付着する傾向があるが、地面板上の乱れや、模型上端の乱れがその傾向を助長することを見出した。

§ 4 結 論

以上、一様流中の地面板上に置かれた直方体模型の表面に生じる風圧分布を詳しく観察してきた。分布そのものは従来から得られているものと大差ない結果であると思われるが、流れの形態を念頭においてそれらを見るとき、今後さらに研究すべきいくつかの新しい発見があったものと信じる。

それらを要約すると、その1つは地面板上における乱流境界層の影響である。模型がなけ

れば規模の小さい乱れを含む薄い境界層であるが、その中に模型が置かれると、模型の前方で地面から剥離して、模型の面に当たるときにはその厚さが増大していることである。その乱れは模型前縁からの剥離流を刺激して、その乱れによる連行効果が模型周辺の流れに及ぼす影響は大きい。これらの現象は、かつて上下対称の模型を用いてその対称面が地面に相当すると考えて行った実験結果とはかなり異なったものになっているものと思われる。

その2は、模型の流れに平行な面への剥離流の再付着に関する問題である。剥離点より下流に位置する面では剥離流が再付着するかどうかによって、風圧分布が大きく異なる。また、その現象は流れに含まれる乱れに敏感に反応する。したがって、自然風中の構造物に作用する風圧との対応を得るためには、まだ多くの労力が必要であろう。

その3は、3次元性の重要さである。流れ直角方向に細長く見える柱状のものでも、それに2次元性を仮定するには、かなり細長くないといけない。その限界は6章に述べる結果によると、正方形柱の場合は断面の一辺の30倍ぐらいとなる。それ故、2次元模型の実験結果を現実の構造物に適用するには、よく注意しなければならない。

本章の研究によって、任意の直方体型模型に作用する風圧分布は大略推定することができるが、より正確に推定するには以上の3点を詳しく研究する必要がある。

また、本章の風圧分布は時間的平均値であるが、現実には瞬間的な力が作用するのであるから、変動圧の計測も必要である。

参 考 文 献

- [2. 1] 池口 凌, 「建築物に於ける風圧分布の実験的研究」建築雑誌, 昭和10年12月 pp. 1514-1527.
- [2. 2] Jensen, M, and N. Franck, "Model Test in Turbulent Wind Part 1," Danish Technical Press, Copenhagen, 1963.
- [2. 3] 谷口吉郎, 中野 稔, 「陸屋根建築物の風洞実験一木造小学校建築の風圧に関する研究」日本建築学会論文集, 第8号, 昭和13年2月, pp. 53-60.
- [2. 4] Bains, W.D., "Effects of Velocity Distribution on wind Loads and Flow Pattern on Buildings", Proc. of the International Research Seminar, Wind Effects on Buildings and Structures, N. P.L. 1963. pp. 197-223

- [2.5] Scruton, C. and E.W.E. Rogers, " Steady and Unsteady Wind Loading of Buildings and Structures," Philosophical Transaction of the Royal Society, London A, Vol. 269, 1971. pp. 353 - 379
- [2.6] Franck, N, " Model Low and Experimental Technique for Determination of Wind Loads on Buildings" , Proc. of the International Research Seminar on Wind Effects on Buildings and Structures, N.P.L., 1963. pp. 182 - 196
- [2.7] Ostrowski, J. S., R.D. Marshall and J.E. Cermak, " Vortex Formation and Pressure Fluctuation on Buildings" Proc, of the International Research Seminar on Wind Effects on Buildings and Structures, Ottawa, 1967 , pp. 459 - 484
- [2.8] Bearman, P.W. and A. J. Wadcock, " The Interaction between a Pair of Circular Cylinders Normal to a Stream," Journal of Fluid Mech., Vol. 61 part 3 , Nov. 1973 , pp. 499 - 511
- [2.9] Roshko , A and A. Steinolfson, " Flows Forces on a Cylinder near a Wall or near Another Cylinder", Proc of 2nd U. S National Conference on Wind Engineering Reseach, Collorado State Univ., June 1975. (to be published)

第3章 変動圧測定法の開発と乱流に直面する 平板に生じる変動圧

前章で模型に作用する圧の時間的な平均値の分布について述べた。これらの測定は比較的容易ではあるが、その分布の予測については流れの形態がもっと詳しく解明されないかぎり困難である。例えば、もっとも簡単であると思われる前面の正圧についても、前面の淀み点の位置を推測することは容易ではない。この問題を解明するためには、乱流境界層の状態、物体の形状、主として前面の形状が現象を左右する要因となるであろう。さらに基礎的な問題として、一様な乱流中における平板に生じる圧力の伝達機構を実測することは興味のあることである。

構造物に生じる変動力の種類としては風の息によるもの、剥離に伴う渦によるもの、構造物が動くことによって生じるもの、剥離流の乱れによるものなどが考えられる。このうち風の息すなわち、自然風の乱れによるものはその機構がもっとも簡単であると考えられるにもかかわらず、あまりよくわかっていないようである。

A. G. Davenport (1961)^[3.1] は構造物を振動系とみたときに作用する外力として、風の息を考えている。その後(1962)^[3.2] 風の息の空間相関から細長い構造物の外力を予測している。さらにその後(1963)^[3.3] 一般的な構造物にもその手法を拡張し、自然風の変動は aerodynamic admittance を介して変動力とみなすことを提唱している。この aerodynamic admittance は単位外力の伝達スペクトルの形をもち、自然風の風速変動のスペクトルが与えられれば、作用力のスペクトルが得られるという実用的にもかなり便利なものである。

一方、P. W. Bearman (1971)^[3.4] は風洞内の乱流に直面した平板の抗力変動を測定し、aerodynamic admittance の手法を用いてデータを整理した結果、これがほぼ予測されたようなものになることを著している。すなわち、物体の大きさに比して十分スケールが大きい変動では aerodynamic admittance は1に近くなり、乱れのスケールが小さくなるにつれて、少しずつ減少し、波長が物体の大きさの2倍以下の変動に対しては、aerodynamic admittance が急激に減少するというものである。この急減な減少は流れの変動の横方向の空間相関の減少によるものとして、概略説明できる。しかし、風速変動と抗力変動との相関が比較的小さいことや、物体を挿入するために生じる乱れの場のゆがみを

考慮していないことから、この線型伝達の仮定を疑問視している。続いて彼は^(3.5) 2次元状物体の前方における乱れのゆがみを計測しているが、同時に淀み点における圧力変動も測定している。模型に比してスケールの大きい乱れに対しては圧力変動は速度の流れ方向の成分と似た性質をもつが、スケールの小さい乱れに対しては圧力変動は速度の流れ方向の成分よりは小さくなることを指摘している。

筆者は従来困難とされていた圧力変動の測定を技術的に開発することに成功し、また、その圧力変換器を利用した高感度のロードセルを完成した機会に、流れに直面した平板上の2点間圧力変動の相互相関、抗力変動を測定することを企画した。また、風洞流の乱れの性質を制御する乱流格子の設計にも若干の考察を試みた。これらの技術的な研究は、後章に述べる角柱に関する測定にも大いに役立つものである。

§ 1 風圧変動、風力変動の計測法

1.1 概 説

風速変動の計測については古くから熱線を用いた方法が開発され、フィードバック回路をもった定温度型が広く用いられるようになってきている。本研究でも、市販されているこの型のものを使用した。この型のものは 150°C 程度の低温でも十分作動するため、熱線はタングステン線よく、直径 $5\ \mu$ の線で $1\ \text{K H}_2$ 程度の変動には十分追従する。

他方、風圧変動の計測については、現在でも画一的な方法がなく、いろいろな方法が用いられているようである。前述の Bearman の研究^(3.5) では、コンデンサマイクロフォンが用いられているが、これはかなり高価で、多成分揃えることは難かしい。筆者は半導体のピエゾ抵抗効果を利用した圧力変換器が市販されていることに着目し、その風洞実験室内での使用法を開発した。

1.2 風圧変動の測定方法

当初、風洞内で風圧変動を測定する手法が見当たらないため、図 3.1.1 に示すような、熱線風速計の周波数特性を生かした方法を考案した。模型の内側は測定室内の圧に保っておくと、模型の外側に生じる圧との差で管の中には常に気流が生じている。Reynolds 数は十分小さいので、その流速は両端の差圧に比例するはずである。したがって、外側の圧が変動すれば、それに対応して流速が変化するという原理である。

この方法の欠点は、模型の外側との平均的な差圧が、つねに変動よりも大きくなくてはな

らないこと、吹出し側の管の端で切口と同芯の軸をもつ円環渦が生じて、応答を遅らせることである。

この方法はまだ改良の余地があると思われるが、そのうちに半導体を利用した圧力変換器が市販されるに至り、この方法を放棄した。新しい変換器は、薄いダイヤフラムの裏側に半導体を貼り、そのピエゾ抵抗変化をブリッジで検出し、直流増巾器で増巾する方法である。このとき 5000 倍ぐらいの増巾器を必要とするため、ノイズに悩まされたが、シールドをより完全にすることによって、ノイズを半導体の熱雑音のレベルにおさえることができた。また、温度ドリフトが大きいために遮断周波数

0.5 Hz 程度のハイパスフィルターを通し、静的な圧を除いて、変動圧のみを測定対象とした。その結果 0.02 mm 水柱程度の精度で圧力変動を計測できるようになった。

つぎにはダイヤフラムおよび、その裏に貼られた半導体の防護処置である。この半導体はきわめて繊細なもので、ダイヤフラムを固体で触れると必ずといってよいほど壊れてしまう。それを保護するために、図 3.1.2 に示すような防護キャップを取り付けると、静的な圧の測

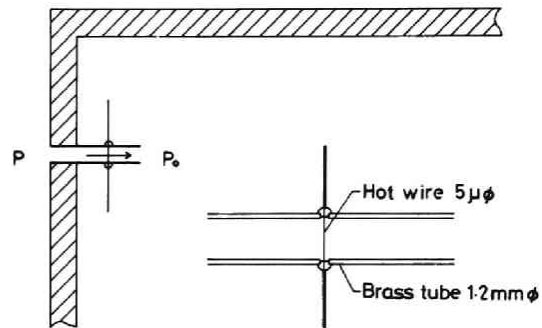


図 3.1.1 熱線式圧力変換器

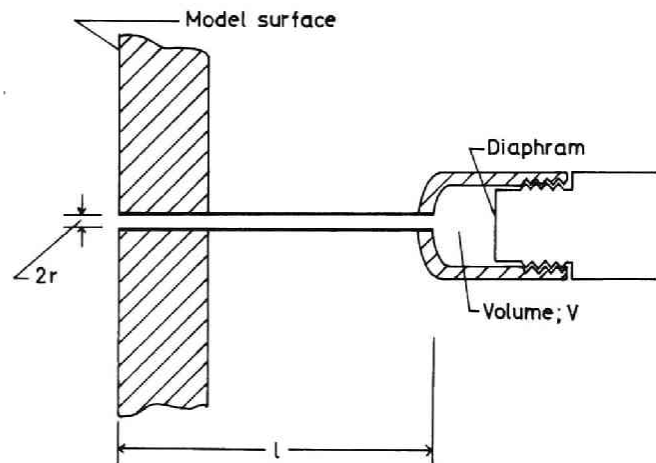


図 3.1.2 半導体ダイヤフラム式圧力変換器

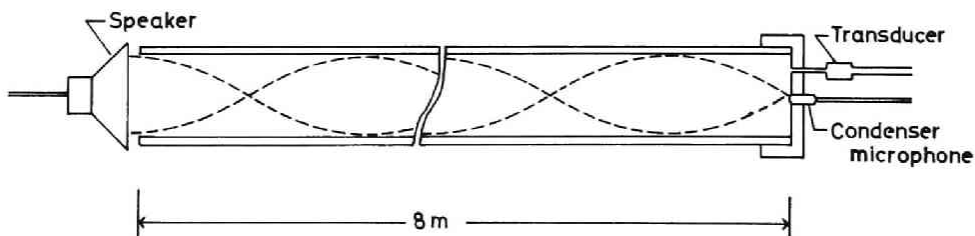


図 3.1.3 変換器の周波数応答検定法

定のときの注射針とよく似た形状となって都合がよい。ダイヤフラムの固有振動数は10 KHz以上で、かなり高いのであるが、空気溜の空気が、ばねの作用をし、管の中の空気が質点となるいわゆる、Helmholtzの共鳴現象が測定を妨げる。そこで、この現象による共鳴周波数がどれくらいになるか検定しておく必要がある。

この変換器の周波数応答を調べるための、正弦波に近い圧力変動を得る方法として、図3.1.3に示すような1端開管、他端閉管の共鳴管を用いる。発振器から得られる信号を増巾してスピーカーのコーンを振動させ、それを開端の近くに置く。信号の周波数が管の中の気柱の固有振動数に合うと、管の中には定在波が生じ、いかなる波数の定在波も閉端では速度が節、圧が腹となる。ゆえに、閉端に検定対象になる圧力変換器と検定済の変換器とを設置して、閉端における圧力振巾を一定に保ち、そのときの応答を測定すればよい。この検定の場合は検定済の変換器として、コンデンサーマイクロフォンを使用し、音圧を123.1 dB、すなわち圧力振巾の実効値を2.5 mm水柱として行なった。このときは偶然コンデンサーマイクロフォンを借用できたのであるが、もしそれがなくてもキャップを付けない変換器の特性が相当高周波数まで平坦であると考えれば、その変換器を注意深く閉端の蓋に取り付けて、各周波数に対する圧力振巾を一定に保つことはできる。また、任意の圧力の大きさに対する出力電圧は、後述する検定法で得ることができる。

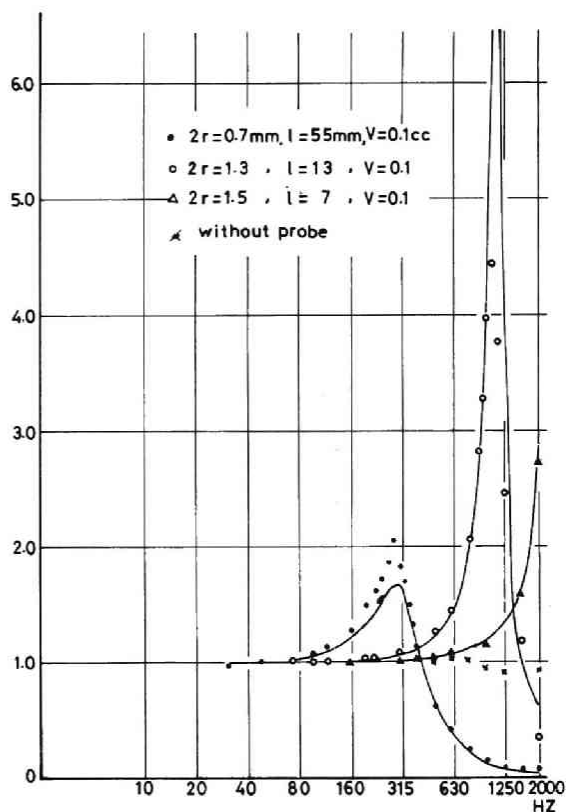


図 3.1.4 周波数応答

変圧器の周波数応答は管の径と長さ、空気溜の大きさなどによって異なるはずである。ここでは、内径0.7 mmで長さ55 mm、内径1.1 mmで長さ13 mm、内径1.5 mmで長さ7 mmの3種類の管を用いた場合を検定した。

また、空気溜容積は、いずれも0.10 ccである。実線は前述の Helmholtz の系に管内の流れを、Poiseuilleの流れと仮定したときの粘性抵抗を考慮した管内の気体の運動方程

式によるものである。

$$\pi r^2 \ell \rho \ddot{x} + 8 \pi \ell \mu \dot{x} + \pi^2 r^4 p_0 x / V = \pi r^2 p(t) \quad \dots\dots\dots (3.1)$$

ここで、 r は管の内半径、 ℓ は管の長さ、 ρ は空気密度、 x は管中の空気の変位、 μ は空気の粘性係数、 p_0 は大気圧、 V は空気溜の容積、 $p(t)$ は圧力変動を示す。上の式から共鳴振動数 f ，減衰率 h が求まり

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\pi p_0 r^2}{V \rho \ell}} \quad h = \sqrt{\frac{16 \mu^2 V \ell}{\pi \rho r^6 p_0}} \quad \dots\dots\dots (3.2)$$

となる。

図 3.1.4 に示したように、共鳴振動数は上式で十分近似できる。減衰率に関しては管の中の流速が変動する場合は、いわゆる Poiseuille の流れにならず、非線型になることがわかっており^[3.6]，また端部の影響など複雑な現象がからみ合っている。いずれにしても、測定対象の周波数域がこの固有振動数よりも十分低いところであれば問題はないことになる。

結局、この結果のみから考えれば管を太く短かくする方が測定可能な周波数領域が広がるのであるが、模型の大きさや、測定点の位置などの制約のために、適当なものを選ばなければならない。

つぎに、感度の検定について述べる。市販されているものを購入すると検定表がついてくるが、これは温度ドリフトの影響がほとんど問題にならない程度の大きい圧に対するもので、これをそのまま用いることは不安である。したがって、測定状態に近い状態で検定するために、図 3.1.5 に示すような装置を考案した。変換器の温度ドリフトは静的な値を得るには大きい

が、現実には測定する圧による出力数ボルトに対して、安定な状態では1分間に10mV程度であるから、瞬時に圧の変化を与えれば、ドリフトによる影響はほとんど除くことができる。最初にマノメータと検定を要する変圧器をつなぐ管に既

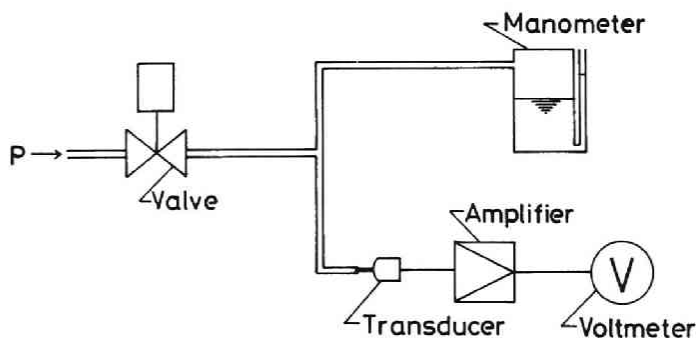


図 3.1.5 感度較正法

知の圧を加えて、電磁弁を閉じておく、つぎに電磁弁のスイッチを入れて開放し、圧が落ちついた時点で出力電圧の前後の差を読みとればよい。その間1秒前後であるから、何回か繰返して平均すれば正確なものに近い値が得られる。

1.3 風力変動の測定方

法

前項で述べた圧力変換器に少し工夫すれば、荷重変換器として利用できる。

圧力変換器そのもの

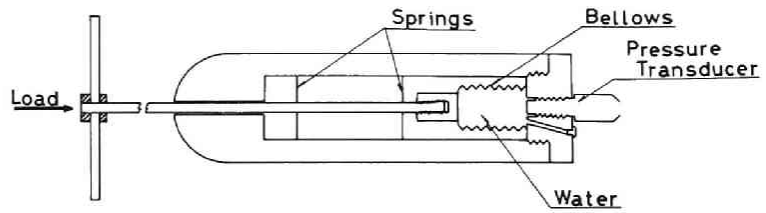


図 3.1.6 圧力変換器を利用した荷重変換器

が高感度であるから荷重変換器もまた、従来からあるもの、すなわち変換素子として歪ゲージを利用したものや、差動トランスにフィードバック回路を備えたものに比べて感度がよい。感度がよいということは小さい荷重を小さい変位で測定できるという意味で、図 3.1.6 に示すものは、感部の先端が 0.7 g で約 1μ 変位し、それぐらいの値が検出できる限界である。静的な値については前述の圧力変換器同様ドリフトのために精密に測定することは難かしいが、ドリフトが無視出来るような大きい荷重に対しては、図 3.1.7 に示すように直線性はよい。動的な荷重に対しては、図 3.1.8 に示すように圧力の場合と同じ方法が可能である。このとき、受圧板と管との間のすきか変動圧の波形を歪ませるため、受圧板の裏側から湿わせた薄紙を注意深く貼って正弦波を得ることができた。この薄紙はダンピング作用をすると考えられるが、受圧板の変位はきわめて小さく、固有振動数を求める目的ならば問題はない。図 3.1.8 は受圧板の重さが 14.1 g のときの周波数応答曲線である。この種の荷重変換器で、このような高感度のものについての情報はまだ聞かれない。

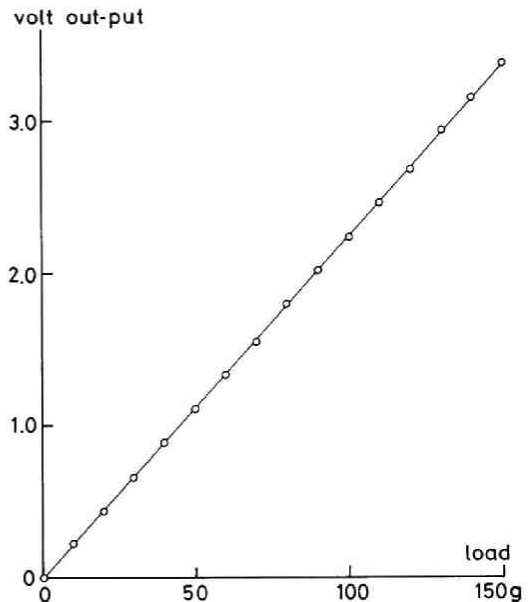


図 3.1.7 感度校正曲線

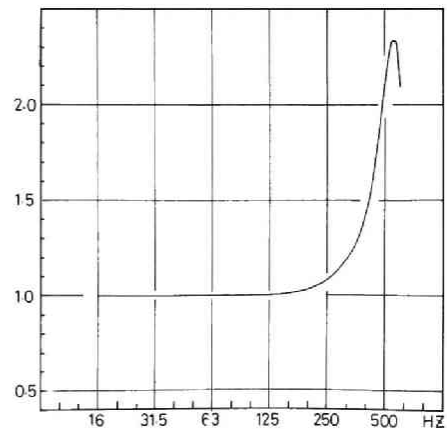
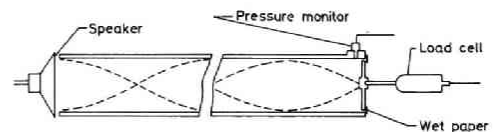


図 3.1.8 周波数応答曲線

§ 2 各種乱流格子の特性

2.1 概 説

構造物に関する風洞実験を行うに際して、自然風と似た性質の乱流が得られればよいことはいうまでもない。しかし、それを作製するのに要する労力と費用は大変なものである。

もし、格子乱流で代用できるのならばそれに越したことはないし、単純な形の模型に対しても乱れの影響が判明しない時点では、簡単な装置で得られる格子乱流を用いることは有意義である。

しかしながら、格子乱流も種々のものが考えられ、望ましい性質をもつものを得ることは容易ではない。まずどのような格子を用いれば、どのような乱流が得られるかが明らかでない。W. D. Bains と、E. G. Peterson^[3.7] は正方形断面の素材を用いて、一様な風速分布と速度変動分布を得るためには、2重格子にすること、充実率を50%以下にすることなどを明らかにしている。

一般に、幾何学的な相似性、すなわち自然風の変動スケールと構造物の大きさとの比、および格子乱流の変動スケールと模型の大きさとの比を考えると、風洞におけるものの方が小さくなりがちであり、その意味では、できるだけスケールの大きい変動を得られるものが望ましい。

ここでは乱流の性質として、風向方向の変動成分の強さと、風向方向の変動スケールに限定し、これらが格子素材の断面形、その組み方などによってどのように変わるかを検討する。

2.2 実験方法

ここで使用した格子は、表 3.2.1 に示す12種類で、大部分は2重格子である。格子の記号は最初の数字が素材間隔、次の数字が素材の断面形、末尾にWがあるのは2重格子、SWは縦材と横材を $\frac{1}{4}$ ずつ咬み合わせたもの、Sは1重格子である。

格子は吹出口の上流50cmのところに設置し、速度変動は格子の下流80cmの位置と110cmの位置の流れの中央部で測定した。測定には市販されている定温度型熱線風速計を用い、大部分のデータは出力を風速に対して直線化することなく、データレコーダに収録した。変動の強さは風速計に組み込まれた実効値計によって求め、変動スケールは Taylor の仮定から変動の自己相関数を換算し、積分して求めた。自己相関関数はデータレコーダの出力を $\frac{1}{1000}$ 秒間隔で、デジタル化し、10,000 点を平均して求めた。

2.3 実験結果と考察

一般に平均値が 0 である定常連続信号 $S(t)$ 群の自己相関関数は、ずらし時間 τ に関して

$$r^2(\tau) = \frac{E[S(t)S(t+\tau)]}{\text{Var}[S(t)]} \dots \dots \dots (3.3)$$

で定義される。ここで、 $E[\quad]$ は、アンサンブル平均、 $\text{Var}[\quad]$ アンサンブルでの分散を示す。

しかし、エルゴード性が仮定できる場合は、これらは時間平均に変えてもよく、(3.3) 式は

$$r^2(\tau) = \frac{\overline{S(t)S(t+\tau)}}{\overline{S(t)}^2} \dots \dots \dots (3.4)$$

となる。この場合の $S(t)$ は 1 個の標本でよい。

具体的に $r(\tau)$ を計算するためには、有限の長さのデータを時間間隔 Δ で N 個読みとることになる。それらの値を S_1, S_2, \dots, S_N とすれば、ずらし個数 R に対して十分大きい N をとれば、

$$r_R^2 = \left(\sum_{j=1}^{N-R} S_j \cdot S_{j+R} \right) / \left(\sum_{j=1}^{N-R} S_j^2 \right) \dots \dots \dots (3.5)$$

という式で表わすことができる。

いま、信号 $S(t)$ が乱流場のある 1 点における流れ方向の速度成分 u を用いて、 $\Delta = 1$ msec, $N = 10,000$ とし、 r_R を計算した例が図 3.2.1 である。この図から τ が大きいとき、 $r(\tau) = 0$ となることがわかる。

一方、乱れの性質を表わすパラメータの一つに積分スケール、あるいは渦の平均半径といわれるものがあり、流れ方向の速度成分については、

$$L_x = \int_0^\infty r_x(\xi) d\xi \dots \dots \dots (3.6)$$

表 3.1.2 各種格子の諸寸法

M : 格子間隔, b : 素材見付巾, d : 素材奥行巾,
 Sr : 充実率, W : 2 重格子, S : 1 重格子,
 SW : 半重格子

$M - b \times d$	M (cm)	b (cm)	d (cm)	Sr (%)
5.5 - 0.4 × 1.3 W	5.5	0.4	1.3	14.0
8 - 0.6 × 2 W	8	0.6	2	14.4
12 - 0.9 × 3 W	12	0.9	3	14.4
5.5 - 1.4 × 2 W	5.5	1.4	2	44.4
8 - 2 × 3 W	8	2	3	43.8
12 - 3 × 4.5 W	12	3	4.5	43.8
12 - 3 × 4.5 SW	12	3	4.5	43.8
12 - 2 × 2 W	12	2	2	30.6
12 - 2 × 4 W	12	2	4	30.6
12 - 1.5 × 4.5 W	12	1.5	4.5	23.4
8 - 1 × 2 W	8	1	2	23.4
6 - 1 × 1 S	6	1	1	30.6

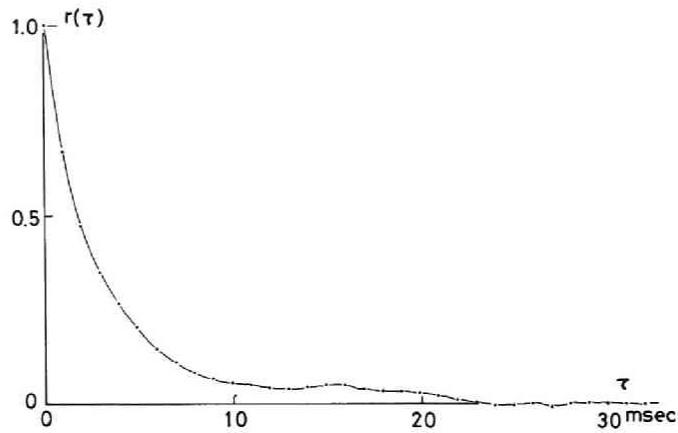


図 3.2.1 速度変動の自己相関関数の一例 (5.5 - 1.4 × 2.0 W, 下流 110 cm)

で定義されている。 ξ は流れ方向の2点間の距離、 $r_x(\xi)$ はその2点における流れ方向の変動速度分間の相互相関関数である。

いま、変動成分 u が平均流 U に比して小さく、かつ、平均流に乗って流れる過程であまり変質しないとき、 $r_x(\xi)$ は $r(\tau)$ で代用することができ、

$$L_x = U \int_0^{\infty} r(\tau) d\tau \quad \dots\dots (3.7)$$

と表わすことができる。これは $r_x(\xi)$ を測定することよりも、はるかに簡便であるから、本論文で用いる積分スケール L_x はすべてこの方法で求めたものである。乱れの空間相関には他にも種々のものが考えられ、それらに対応する積分スケールがあるが、ここでは代表的なものとして、この L_x だけを取り上げることにする。そし

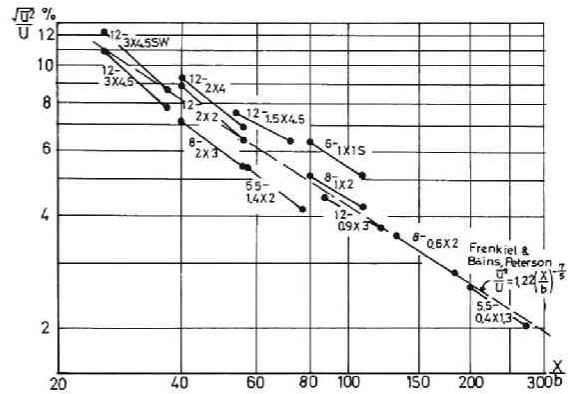


図 3.2.2 格子からの距離に対する乱れの強さの変化

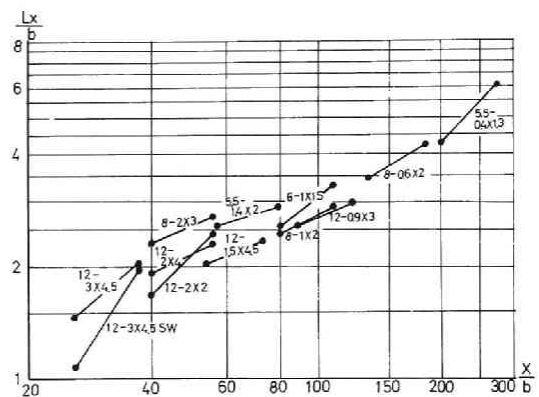


図 3.2.3 格子からの距離に対する乱れのスケールの変化

て、単に変動スケールということにする。

乱れの性質を表わすもう一つの重要なパラメータは、乱れの強さといわれるものである。これは速度変動の標準偏差と平均流速との比で表わされる。そして、前記の自己相関の計算過程から(3.5)式の分母として自動的に計算されるものではあるが、アナログ信号を直接実効値計で測定することによって、より簡便な、また正確な値を得ることができる。これもまた、3方向の速度変動成分について定義することができるが、ここでは流れ方向の変動成分に関するもの $\sqrt{\overline{u^2}}/U$ のみをその代表的なものとして、とりあげることにする。

各格子による乱れの強さおよび変動スケールは、図3.2.2、図3.2.3に示す。格子から下流の長さ x と風向方向の変動スケール L_x は、前記の文献^(3.6) にならって、素材の見付巾 b で無次元化している。図で左方の点は格子の風下80cm、右方の点は格子の風下110cmで測定したもので、それらを直線で結んでいる。強さの減衰については概してBainsの論文^(3.7) におけるFrenkielの実験式

$$\frac{\sqrt{\overline{u^2}}}{U} = \left(\frac{\sqrt{\overline{u_0^2}}}{U} \cdot \frac{b}{x_0} \right)^{5/7} \cdot \left(\frac{x}{b} \right)^{5/7} \dots\dots\dots (3.6)$$

に従っており、とくに強さの小さいものではその傾向が強い。ここで x は格子からの距離、添字 0 は減衰が始まる時のものを示す。一方、変動スケールについては、その測定の難しさのためにばらつきが大きい。しかし、Frenkiel がいうように、概して格子下流の現象は素材の見付巾に最も依存性が高いということはいえるであろう。

ここで用いた格子素材の多くが、流れ方向に細長い断面形をもっていることからわかるように、筆者は素材の前縁で剥離した流れが側面に再付着し、その効果で変動スケールを大きくできないものかと期待したのであるが、あまり効果がなかったといわざるを得ない。つまり、側面での再付着が生じないもの(例えば、6-1×1S)と、素材単独で側面に再付着するもの(例えば、12-0.9×3)とを比較すると、後者の効果としては乱れの強さが弱まり、変動スケールもやや小さくなっているのである。しかしながら、素材単独では側面の再付着は生じないが、充実率が増加し、隣接する素材の干渉によって再付着が生じると考えられるもの(例えば、12-3×4.5)は乱れの強さは弱まるが、スケールを大きくする効果があることがわかる。つまり、通常の格子で測定位置を風下側に移動させたのと同じ効果がある。測定空間に制限がある風洞でこの効果を利用することは有用であろう。

図3.2.4は、乱れのスケールを構成する成分の分布を調べるために、 $1/3$ オクターブバンドパスフィルターを用いて、風向方向の速度変動をスペクトル解析したものである。いずれの格子も従来から得られているスペクトルとよく似ており、変動成分の分布に特徴はみられ

ない。破線および点線は Hince^[3.8] の著書に示されている Von Kármán の外挿式

$$\frac{S(n)}{\bar{u}^2 L_x} = \frac{4}{1 + 4\pi^2 (n L_x / U)^2} \dots\dots\dots (3.7)$$

$$\frac{S(n)}{\bar{u}^2 L_x} = \frac{4}{\{1 + 7.2\pi^2 (n L_x / U)^2\}^{5/6}} \dots\dots\dots (3.8)$$

である。慣性小領域で $-5/3$ 乗となる (3.8) 式の方が、よりよい近似を与えていることがわかる。

2.4 格子と乱流の特徴

格子がどのような断面形の素材をもっているも、素材間隔がどのようになっても、概ね乱れの現象は素材の見付巾に支配される。ただ、単材では前縁で剥離する流れが再付着しないが、充実率が大きく、隣接する素材相互の干渉が強くなって、再付着が生じるような格子では乱れの拡散を早める効果があり、強さは弱まるがスケールは大きくなる。

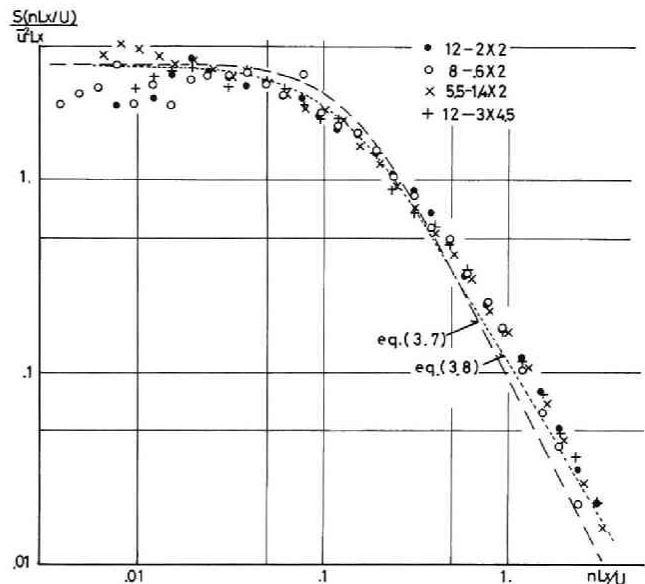


図 3.2.4 速度変動パワースペクトル

§ 3 流れに直面する平板に作用する抗力変動

3.1 概 説

前述したように本実験と同種の実験はすでに Bearman^[3.4] (1971) によって行われ、本実験は測定方法と風洞が違った場合にどうなるかということ、板の形を長方形にした場合にどうなるかといった点に意味がある。

3.2 実験方法

変動抗力の測定には、前節で述べた荷重変換器 (図 3.1.8) を、図 3.3.1 に示すように枠

の中心にピアノ線を張って固定し、その先端に板を取り付けて流れの中心に設置した。

表 3.3.1 抗力変動測定用平板

厚さ 2 mm, アクリル樹脂	
円 板	2, 4, 6, 8, 12, 16, (cm Ø)
正方形板	2 × 2, 4 × 4, 6 × 6, 8 × 8, 12 × 12, 16 × 16, (cm × cm)
長方形板	2 × 6, 3 × 6, 4 × 6, (cm × cm)

実験に用いた平板は、表 3.3.1 に示した大きさのもので、厚さ 2 mm のアクリル樹脂板である。乱流格子はなるべく大きい変動スケールを得られるものがよいという観点から前節の 12-3 × 4.5 を用いることにした。荷重変換器からの出力はデータレコーダに収録し、スペクトル解析に用いた。スペクトル解析は、 $\frac{1}{3}$ オクターブバンドパスフィルターによって行った。

風速変動と抗力変動との相互相関はデータレコーダの出力をデジタル化し、電子計算機で計算した。

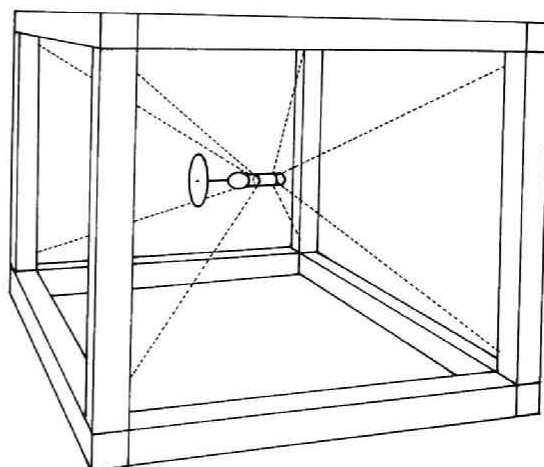


図 3.3.1 平板の支持状態

3.3 実験結果と考察

風速変動と物体に作用する風圧あるいは風力変動と比較する場合には、風速変動を速度圧の変動に直しておく方が都合がよい。平均風速を U 、流れ方向の風速変動成分を u とするとき、速度圧 q は

$$q = \frac{1}{2} \rho (U + u)^2 \approx \frac{1}{2} \rho U^2 + \rho U u \dots\dots\dots (3.9)$$

となり、変動成分があまり大きくなければ u^2 は無視することができて、速度圧の変動は風速変動を ρU 倍するだけで近似できる。

図 3.3.2 は、流れ方向の風速変動を速度圧変動に直したパワースペクトル、直径 8 cm の円板に作用する抗力変動のパワースペクトルおよび同じ円板が一樣流中で受ける抗力変動のパワースペクトルを示している。速度変動圧は模型を除いた状態で測定されたもので、このとき平均風速 12.5 m /sec、流れの乱れの強さは 7.7%、変動スケール L_x は 6.1 cm, energy

containing eddy に相当する変動の周波数は 40 Hz 附近である。

静的な抗力の強さは、背面の負圧の影響が強いが、抗力の変動は wake の乱れによるものは小さく、風上の乱れによる風上面の圧力変動が抗力変動の主成分であることはこの図からも明らかである。したがって、ここで

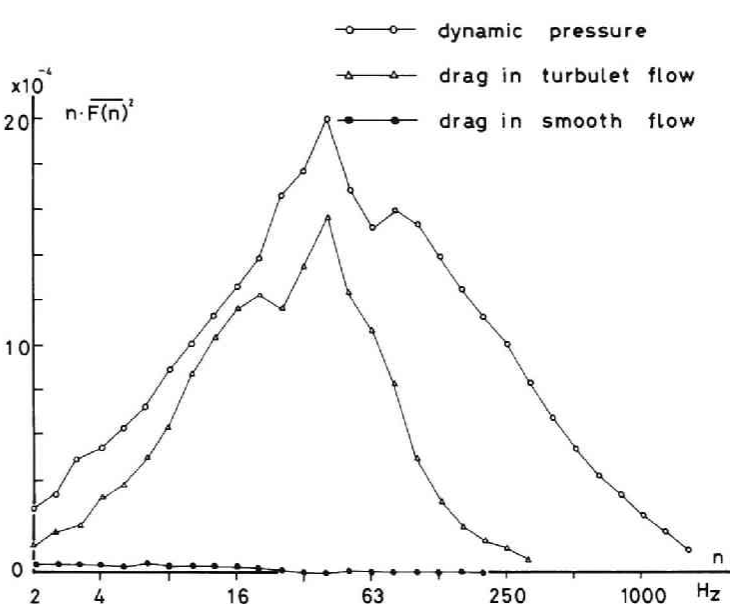


図 3.3.2 速度圧変動と抗力変動のパワースペクトル

扱う抗力変動は風上面での現象をとりあげることとする。また、速度圧の高周波成分が抗力として伝達しないことはこの図からわかる。

(a) 円板と正方形板の抗力変動

図 3.3.3 および図 3.3.4 は、それぞれ円板と正方形板に作用する抗力変動のパワースペクトルを示している。ばらつきが大きく、円形と正方形との差異をみることは難しいが、径が大きくなるほど高周波域でパワーが小さくなっていることはわかる。この現象をもう少しわかりやすくするために、aerodynamic admittance というものが用いられる。これは速度圧が風圧あるいは風力として伝わる時、その伝達系が線型であると仮定すれば、任意の周波数 n に対して、

$$\overline{F(n)}^2 = \chi(n)^2 \cdot \overline{q(n)}^2 \dots\dots\dots (3.10)$$

となる関係が得られるはずである。ただし、 $\overline{q(n)}^2$ は速度圧変動のパワースペクトルの成分 $\overline{F(n)}^2$ は風圧あるいは風力のパワースペクトルの成分である。この伝達関数 $\chi(n)^2$ は求める $\overline{F(n)}^2$ が力の場合に aerodynamic admittance といっているもので、厳密な意味で伝達系が線型でなくても、どのような周波数成分が伝わりやすいかという目安として用いるのに都合がよい。これはまた、板の大きさと形状によってのみ定まるものであるが、板の形状が幾何学的に相似形であるとき、周波数 n の代りに無次元化周波数 nd/U を用いれば、同一の形のものに対しては一定になる。

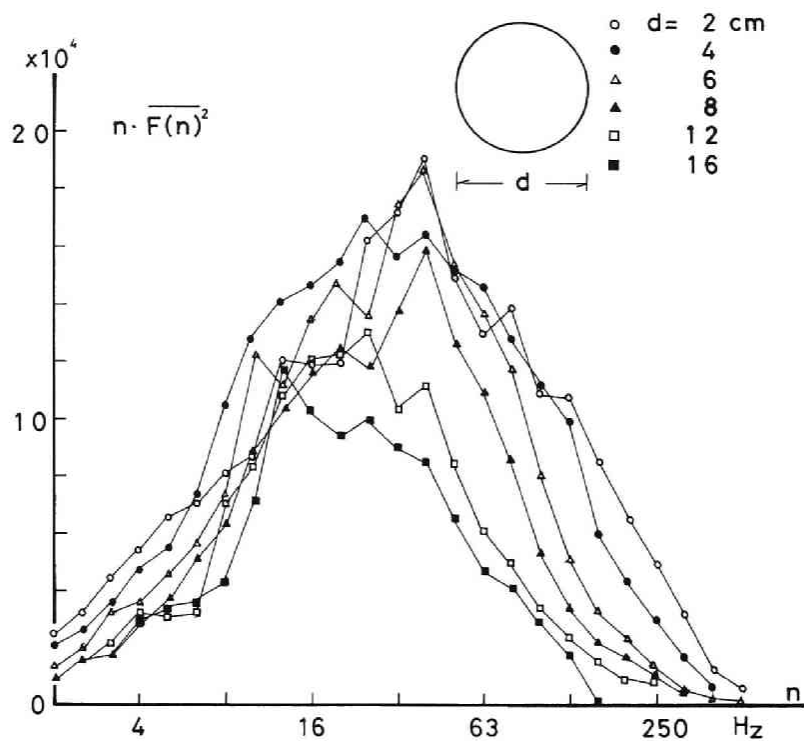


図 3.3.2 各種円板の抗力変動パワースペクトル

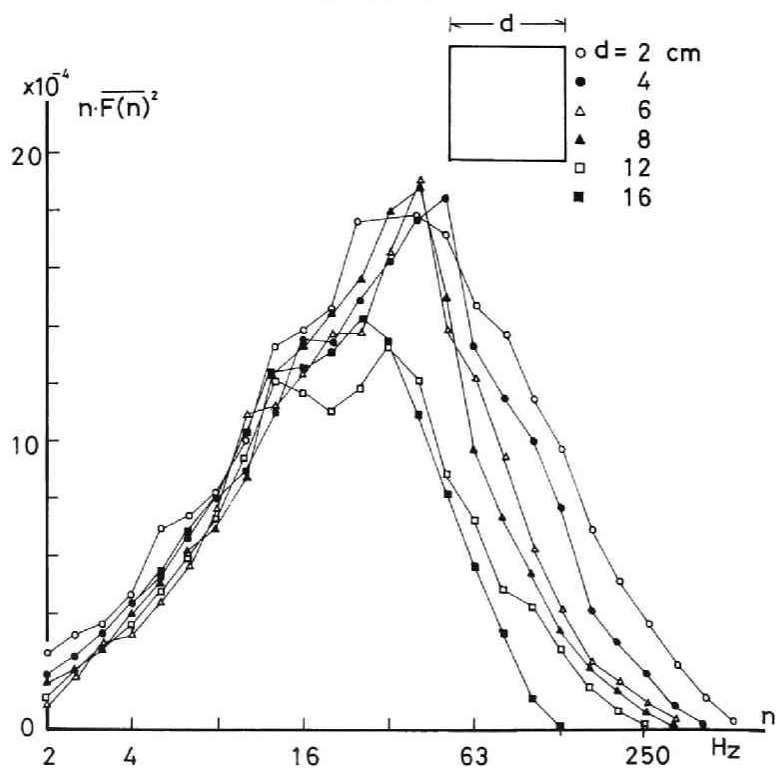


図 3.3.4 各種正方形板の抗力変動パワースペクトル

図 3.3.5, 図 3.3.6 は, それぞれ円板と正方形板についての aerodynamic admittance を示している。散らばりを少なくして図を見やすくするために, ここでは, $\chi^2(nd/U)$ の代りに $|\chi(nd/U)|$ を, また抗力を表わすという意味で添字 D を付けた。

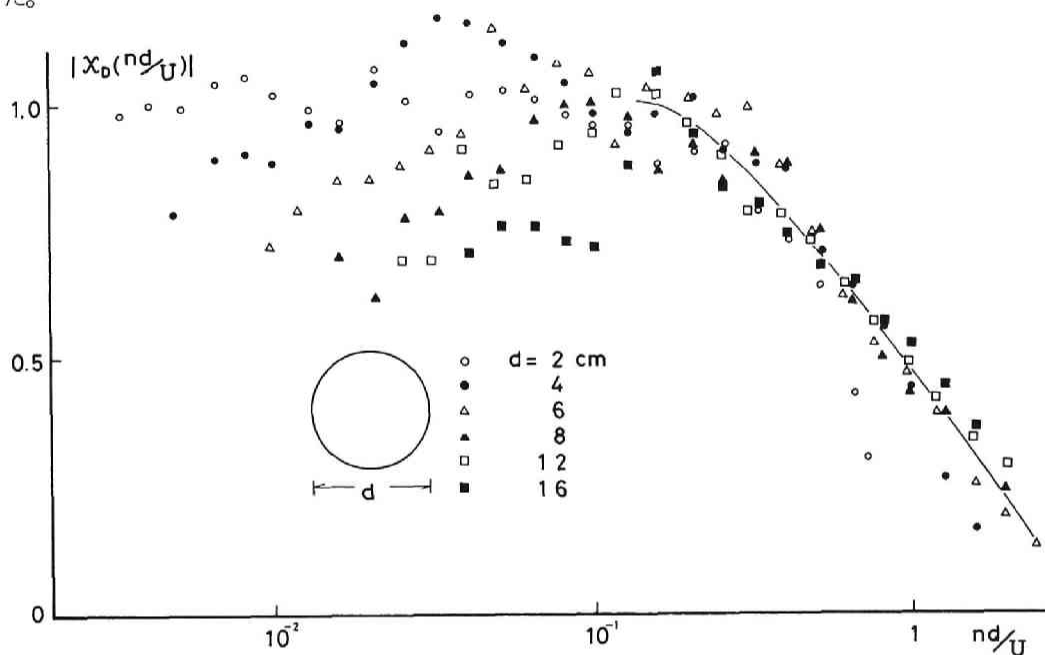


図 3.3.5 各種円板の aerodynamic admittance

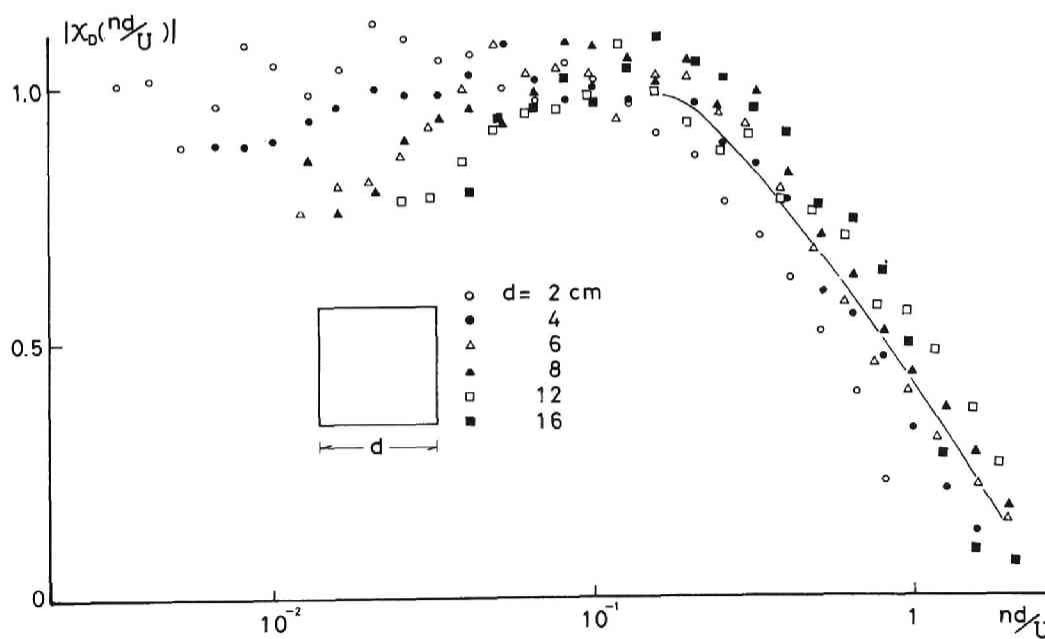


図 3.3.6 各種正方形板の aerodynamic admittance

この図では、とくに周波数の低い成分について散らばりが大きい。1 に収束するはずの低周波側でやや小さい値となっている。これは風向変動の風力に対する影響を無視しているために生じるものと思われる。また円板と正方形板との間には、あまり差異はみられないこともわかる。

径が大きくなるほど高周波域の成分の伝達が減少する現象について、Bearman^[3.4] は、rapid distortion theory を引用し、低周波域すなわち模型に比べて十分大きいスケールをもつ変動は抗力変動として伝達されるが、模型の大きさに比べて小さいスケールをもつ変動は、平均流の流線が板の存在によってゆがめられるのと同じように、乱れの渦管がゆがめられ、引き延ばされて乱れの流れ方向の成分は失われ、流れ直角方向の成分になると説明している。これらの図から、aerodynamic admittance が減少する無次元化周波数 nd/U を 0.2 とすれば、これはそのままゆがみを受ける変動成分の波長と板の径の比を表わしていることになる。すなわち、波長が $d/0.2$ すなわち $5d$ 以上の変動成分は一様流と同じような流線をもち、抗力として板に作用するのに対し、波長が $5d$ 以下の細かい変動成分は模型に近づくにつれて、ゆがめられ流れ方向の変動成分として、抗力に影響しにくくなっているということである。

図 3.3.7 は、Bearman^[3.4] にならって、風速の流れ方向の変動成分と抗力変動との相互相関を、径 6 cm の円板について計算した

ものである。ただし、この場合は計算機の制約であまり計算に多くの値を用いることができず、50 Hz の遮断周波数をもつローパスフィルターを使用している。

この 50 Hz という変動成分は、平均風速 12.5 m/sec に対して波長 25 cm、約 4 d に相当する。したがって、この図に示された相関はあまりゆがみを受けない変動成分から成り立っているものと考えられ、

板に近いところでも高い相関が維持され

ている。これに対して、Bearman^[3.4] の結果は相関のピークが、板との距離 $1d$ で 0.65、 $0.5d$ で 0.57、 $0.25d$ で 0.47、 $0.125d$ で 0.32 と、板に近づくにつれて著しく減少している。両方の結果からも板に近いところでの高周波成分が抗力に影響しないということは明らかである。

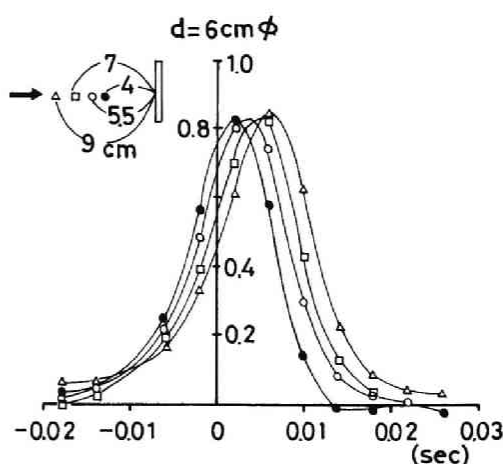


図 3.3.7 風速変動と抗力変動との相関 (円板)

次にスケール比 Lx/d の影響をみるために図 3.3.8 に示す 4 種類の正方形板について、一様流に対する流線が同じ条件による点として、風上側 $1d$ の点の速度と、抗力との相関を計算してみた。スケール比 Lx/d が小さいほど相関のピークが低下する傾向がみられるが、それらの値はほとんど変わらない。この結果は前述のローパスフィルターの影響で、 $12d \sim 4d$ 以上という長い波長の範囲で解析し、しかも風速変動の主成分の波長が $15d \sim 5d$ にあるのであるから当然であろう。

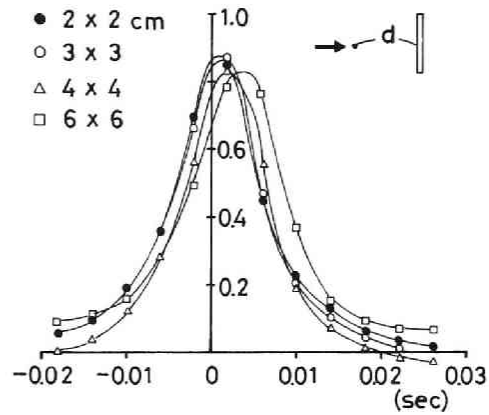


図 3.3.8 風速変動と抗力変動との相関（正方形板）

(b) 長方形板の抗力変動

ゆがみを受ける形態が流れに直角な 2 方向で等しい正方形板や円板とは異なり、長方形板の場合は複雑である。まず、基準寸法を板のどちらの辺の長さにとればよいかが問題となるが、流体が横切る量が多いのは長辺であり、2 つの長辺の間隔を表わす短辺を一応基準寸法 $1d$ に選んで議論することにする。

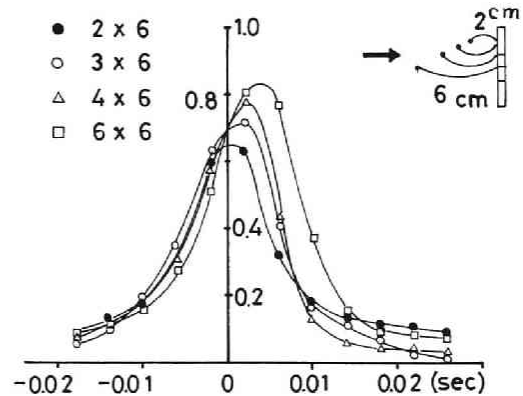


図 3.3.9 風速変動と抗力変動との相関（長方形板）

図 3.3.9 は、長辺を 6 cm に保って、短辺を変化させたときの風上側淀み流線上 $1d$

の点の速度と抗力との相関を計算したものである。ローパスフィルターの影響にもかかわらず、短辺が短くなるほど相関のピークは小さくなってゆく。これはまた、スケール比 Lx/d の効果、すなわち受圧面積が小さくなるほど、相関が高くなることとは逆になっている。したがって、これはまさに板が細長くなるための効果であると思われる。このようになる要因としては次の 2 つが考えられる。その一つは、板が細長くなると、流れの長辺方向のゆがみが小さくなり、単に淀み線上の 1 点における速度変動のみでは抗力変動を表わし得ないということ、その二は、板が細長くなると、ゆがみの限界波長が円板や正方形板の場合よりも長い範囲まで及ぶのではないかということである。

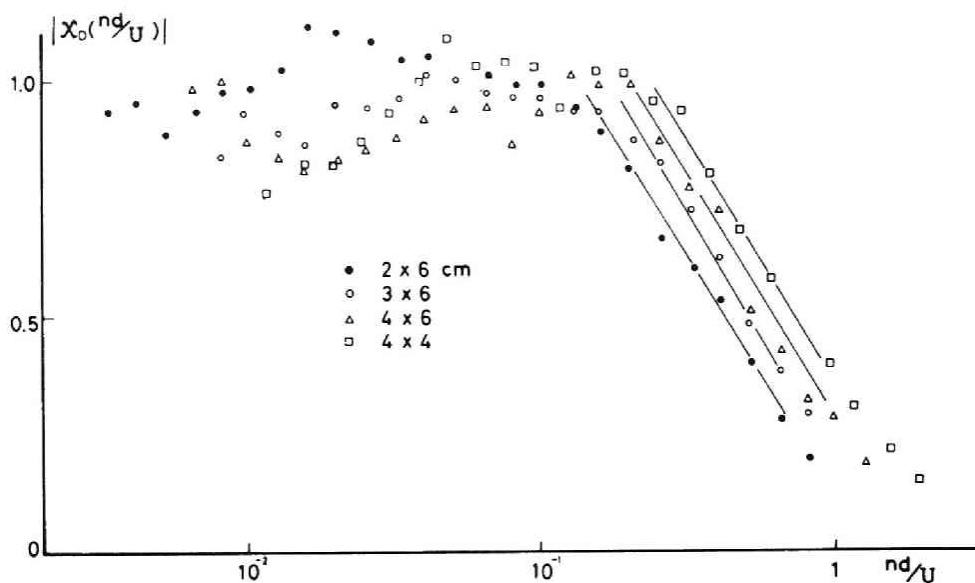


図 3.3.10 各種長方形板の aerodynamic admittance

図 3.3.10 は、それぞれ正方形および辺の比が 1 : 1.5, 1 : 2, 1 : 3 の場合の aerodynamic admittance を求めたものである。ゆがみの限界を表わす無次元化周波数は、板の細長くなるほど低くなり、上記 2 の要因を思わせる。しかしながら、長辺が一定で短辺が短くなって細長くなるときに、現実的にゆがみ限界が波長の長い範囲に及ぶということは考えにくいことである。何故ならば極端に短辺が小さくなれば、流れがゆがみを受けるとは考えられないからである。このように考えると、これら aerodynamic admittance の横軸である無次元化周波数の中の基本寸法 d の評価が違ってくることになる。もし、基準寸法を板の長辺にとれば長過ぎるので、円板や正方形と等価な基準寸法はこれらの中間となるであろう。aerodynamic admittance の図からその値を求めるためには、もっと精度の高い実験が必要である。したがって、無理に正方形板や円板と等価な基本寸法を求めなくても、基準寸法は板の形に固有なものにしておけばよい。

以上の考察から、板が細長い場合は淀み線上の乱れだけでは抗力変動を十分に表わすことは難しいという前述した 1 番目の要因ということになる。これは現象そのものを考えると、スケール比の効果とか、次節で説明する lattice theory と云われるものと同等の現象から生じることがわかる。

結局、ゆがみの効果もスケール比の効果も抗力に高周波成分を生じさせないという点では共通の作用をもつが、ゆがみの効果が大きい円板や正方形板ではスケール比の効果は小さく、

形状が細長くなってゆがみの効果が小さくなると、スケール比の効果が現われてくるということである。

図 3.3.11 は、スケール比に対する変動抗力係数の変化を示したものである。長方形板についての基準寸法 d は短辺を用いているため、別個の形状に対する比較は難かしいが、個々の形状のものについては円板、正方形といったものはスケール比の影響は小さく、形状が細長くなるにつれて、その影響を受けやすくなっていることがわかる。

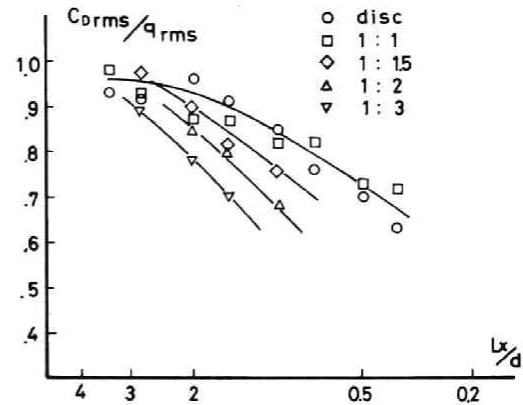


図 3.3.11 抗力変動に対するスケール比の影響

3.4 平板に作用する変動力の特徴

乱流に直面する円板、正方形板、長方形板の抗力変動を測定した。これらの抗力は従来から、流れの速度変動の高い周波数成分には追従しないことが知られており、最初は単に抗力というのは乱流場の流速の空間平均のようなものであるから、波長の短い高周波成分が現われないのは当然という解釈であった。ところが Bearman^[3.4] は、彼の実験から流れの場のゆがみからもそのようなことが言えることを実証した。本実験結果も円板、正方形板については、Bearman の説の通りだが、長方形板では乱流場の空間平均^{平均}という性質もあることを見出した。そしてそれはゆがみの効果が強い円板や正方形板では現われにくく、物体が細長くなってゆがみの効果が弱くなると現われるという、相反する現象であることがわかった。

§ 4 流れに直面する平板の風上面に作用する風圧変動

4.1 概説

前節で調べた流れの速度変動が抗力変動として伝わる機構をさらに詳しく調べるためには、板の風上面における圧の分布を測定することは有効である。ここでは § 1 で述べた圧力変換器を用いて、種々の形状、大きさをもつ板の種々の位置における圧を測定し、解析する。

4.2 実験方法

抗力変動測定の場合と同じ枠（図 3.3.1）に荷重変換器の代りに圧力変換器を取り付けて、平板に孔をあけ、圧力変換器の先端を風下面から風上面に達するように通すと、その位置での圧を測定することができる。平板はアクリル板よりも木製合板の方が枠に設置しやすく、また圧力変換器の取り付けにも適しているため、表 3.4.1 のような平板を用いた。圧力変換器は測定の都合上、図 3.4.1 に示すような周波数応答曲線をもつものを用いた。

乱流格子は前節のものと同じで、乱れの強さ 7.7%，流れ方向のスケール $L_x = 6.1 \text{ cm}$ である。また、相互相関やスペクトル解析の方法などもまったく同じである。

表 3.4.1 変動圧測定用平板

厚さ 5 mm 合板

円 板	5, 10, 15 (cm ϕ)
正方形板	5 \times 5, 10 \times 10, 15 \times 15 (cm \times cm)
長方形板	5 \times 10, 5 \times 15, (cm \times cm)

4.3 実験結果と考察

(a) 風速・風圧アドミタンス

一般流に含まれる乱れによる速度圧の変動がどの程度、板面の圧となって伝達されるかを知るためには、速度圧のパワースペクトルで風圧のパワースペクトルを各周波数成分毎に除した、いわゆる風速・風圧アドミタンスを求めることが最も賢明な方法である。何故なら、変動の伝達過程が線型であると仮定する場合、入力としていかなる乱れが加わっても、板の大きさがいか^はなるものであっても、アドミタンス_は不変のものとなり得るからである。

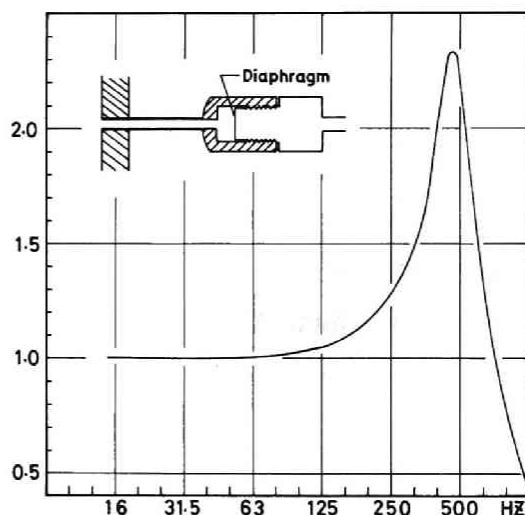


図 3.4.1 圧力変換器の周波数応答曲線

図 3.4.2 は各平板の各点における風速・風圧アドミタンスを aerodynamic admittance とともに表わしたものである。風圧のアドミタンスは aerodynamic admittance と同様同じ無次元化周波数を境にして、高周波側で減少している。これによって、aerodynamic admittance の高周波側減少の原因が lattice theory のような相関範囲の減少によるものばかりでなく、流れ方向の変動成分を引き起す流れ直角方向に近い軸をもつ渦管が引きのばされて、流れ方向の成分を失なうというゆがみの効果が大きいことが証明された。

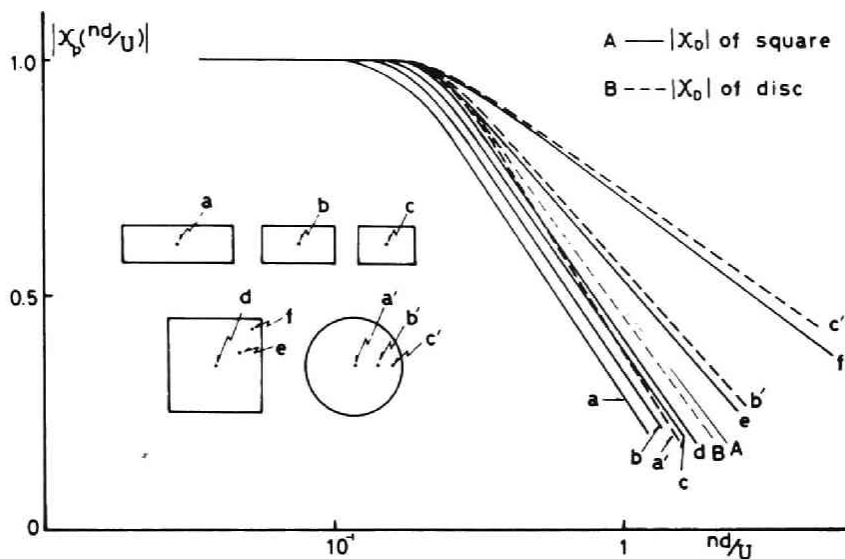


図 3.4.2 各点の風速：風圧アドミタンスおよび aerodynamic admittance の比較

とくに、円板や正方形板の淀み点におけるアドミタンスは前節の aerodynamic admittance よりもかなり減少の程度が強く、点が端部に近くなるほど減少の程度は少なくなっている。そして、正方形板の隅角部に近い点などでは、速度圧の変動はほぼそのまま伝達されているといってもいい（ほとんど）である。この現象は大略ポテンシャル流に従うと考えられる平均流の流線を想定すればわかることである。すなわち、淀み点（ほとんど）に到達する流線の近傍では流れの場は最も強いゆがみを受け、その流線から遠ざかるほどゆがみの（ほとんど）割合が少なくなることから容易に理解できる。また、ゆがみを受ける限界波長はすべての点で aerodynamic admittance の限界波長 $5d$ にほぼ等しく、aerodynamic admittance がこれらのアドミタンスの板面全体の平均的な性質をもつものであることも理解される。

(b) 風圧変動の空間相関

lattice theory というのは、B. J. Vickery (1968)^(3.9) によって導かれたものであるが、その概略を述べる。一様流中の物体に生じる抗力 D' は、次式で表わすことができる。

$$D' = C_D q A' \dots\dots\dots (3.11)$$

ここに、 C_D は抗力係数、 q は速度圧、 A' は物体の見付面積である。いま、物体の大きさに比べて、スケールが十分大きい乱れによる抗力変動 D'_f は (3.9) 式より

$$D'_f = C_D \rho U_u A' \dots\dots\dots (3.12)$$

で与えられる。ただし、 ρ は空気密度、 U は平均流速、 u は流れ方向の速度変動成分である。このような物体が多数集まって、流れの場をゆがめることなく、一体的に力を受けるときの抗力変動 D_f は総見付面積を A とするとき、

$$D_f = \int_A C_D \rho U u dA' = C_D \rho U \int_A u dA' \quad \dots\dots\dots (3.13)$$

で表わせることになる。この理論の主な仮定はこの式であり、圧という概念を通り越して、いいかえるならば、局所的な圧の変動を速度変動 u と同等にみなすことによって、抗力変動を求めようとするところにある。抗力変動の2乗平均は、前式から、

$$\overline{D_f^2} = (C_D \rho U)^2 \overline{\int_A u_1 dA'_1 \int_A u_2 dA'_2}$$

ただし、添字 1, 2, は積分を計算する微小面積の位置を表わすものである。さらに、積分と平均の操作順序を換えて、

$$\begin{aligned} \overline{D_f^2} &= (C_D \rho U)^2 \int_A \int_A \overline{u_1 u_2} dA'_1 dA'_2 \\ &= (C_D \rho U)^2 \overline{u^2} \int_A \int_A r_{12}^2 dA'_1 dA'_2 \quad \dots\dots\dots (3.14) \end{aligned}$$

のように変形することができる。ここに r_{12} は微小面積 dA'_1, dA'_2 の位置関係によってきまる速度変動の空間相関係数である。したがって (3.14) の積分の値は A^2 を越えることなく、 u の変動スケールが小さくなるほど $\overline{D_f^2}$ は減少することになる。このような系は当然線型であるから、周波数分解しても

$$\begin{aligned} \overline{D_f(n)^2} &= \chi_D(n)^2 \rho^2 U^2 \overline{u(n)^2} \\ &= \chi_D(n)^2 \overline{q(n)^2} \quad \dots\dots\dots (3.15) \end{aligned}$$

となる。ここで、 $\chi_D^2(n)$ は aerodynamic admittance で、その主成分は空間相関 r_{12} の co-spectrum である。

前述の風速・風圧アドミタンスを検討することは、ゆがみの効果が大きいことを証明するためには有効であったが、相関範囲の減少による効果をみることはできない。したがって、ここでは図 3.4.1 の長方形板中央点のアドミタンスの減少の程度が、正方形板のそれとあまり変わらないことを念頭におき、短辺 5 cm の長方形板面における変動圧の中央点を規準とした空間相関を調べることにする。続いて板中央における変動圧 p_{f0} 、板上の任意の点 P

における変動圧を p_{fP} とするとき、ずらし時間 τ に関する両方の変動の相互相関関数 $r(P, \tau)$ は、

$$r(P, \tau) = \overline{p_{fP}(t) \cdot p_{fP}(t + \tau)} / \left(\sqrt{p_{fO}^2} \sqrt{p_{fP}^2} \right) \dots\dots\dots (3.16)$$

で表わされる。この相関関数のピークは、現実には $\tau = 0$ で最大になるため、相関の最大値は、位置 P のみの関数になる。

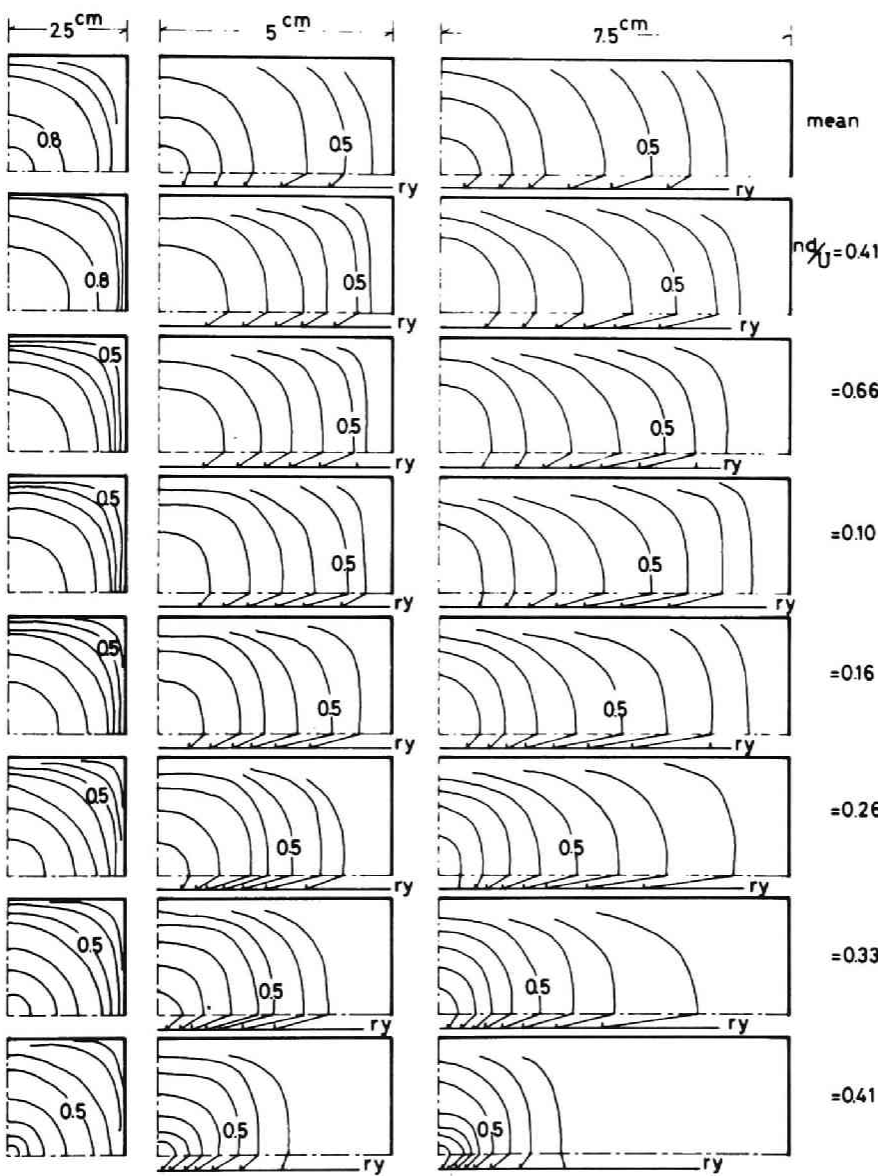


図 3.4.3 平板中央点を基準とした各点における変動圧の周波数別相関

図 3.4.3 は、板の 4 半分における相関関数が最大になるときの等相関線を示したものである。上段の mean と記したものは中央点とその他の点における変動の相互相関関数の最大値から得られたもので、それ以外はそのコヒーレンスから得られた周波数別の相関である。同時測定した 2 点の変動にはほとんど時間差はなく、コヒーレンスも正規化された co-spectrum となる。aliasing 誤差を避けるため前節の相関計算と同様 A-D 変換の前にローパスフィルターを使用している。したがって、図の上段に示した平均値は相関範囲が広く、少し広くなり過ぎている。しかし、周波数別相関は各周波成分で補正されるため、そのようなことはない。このときの周波数別相関の分析周波数巾は 2.5 Hz，無次元化周波数で 0.01 である。また、長方形板の下に示した r_y は、前述の lattice theory と比較するために求めた板のないときの流れ直角方向に並べた 2 本の熱線から得られる風速変動の横方向の相関である。

図から明らかなように、正方形板では中央点の変動の作用範囲が板の面積の割には広く、前節で論じた淀み線上の風速変動と抗力変動との相関が高いという現象を理解することができる。一方、長方形板では、相関の高い部分の拡がり短辺方向では正方形の場合と変わらないが、長辺方向では辺が長い割にはその拡がりは小さい。したがって、淀み線上の速度変動のみで、他の点の変動を代表させることはむづかしい。ゆがみ効果の限界波長に対応する無次元化周波数 0.1 ～ 0.2 から高周波側で、相関範囲の減少が目立つが、流れの場合そのものの相関範囲も減少しているため、これがゆがみの影響であるかどうかはわからない。無次元化周波数が 0.41 程度以上では正方形板も長方形板も同じような等相関線となり、板の大きさや形状に関係がなくなるものと思われる。しかし、このような変動はアドミタンスが小さくなっていることを考慮すべきである。

4.4 平板風上面における変動圧の特徴

前節で検討した aerodynamic admittance の高周波域での低下の原因が流れの場のゆがみの影響もあるという確証を得るため、直接的に圧を測定したところ、ゆがみの大きい淀み点附近では高周波成分が消滅しており、ゆがみの小さい板の端部では高周波成分も伝達していることがわかった。

aerodynamic admittance の高周波域での減少についてのもう一つの原因である相関範囲の高周波域での縮小について空間相関を調べてみたが、板が細長くなるとその効果も大きいことを確かめた。

§ 4 結 論

半導体工学の進歩によって、そのピエゾ抵抗効果を利用した小型で高感度のしかもダイヤフラムの固有振動数の高い圧力変換器が得られるようになった。これは従来のコンデンサーマイクロフォンを利用する方法よりも安価である。これにダイヤフラムを保護するためのキャップと短かい圧の導入管をつけると、模型への取り付けが容易になる。保護キャップを付ることによって Helmholtz の共鳴現象が生じ、固有振動数が低下するが、共鳴管を利用した検定方法によって、かなり正確に校正することができる。この変換器は半導体特有のドリフトを伴うために静的な圧や自然風によって生じる実在構造物の圧を測定するには不適であるが、時間的に短かい現象を対象とする風洞実験には現在のところ最適の方法であると思われる。

この圧力変換器の感部を水を満したベローズの中に入れて密封すると荷重変換器となる。ここで得られたものはベローズの変位が 1μ 程度でも検出できる高感度のものである。これによって、模型をほとんど動かすことなく、それに生じる力を測定することができる。これもまたドリフトのために静的な力は別の方法で測定しなければならない。

一般に風洞でつくられる乱れのスケールと模型の大きさとの比は自然風のスケールと実在構造物の大きさとの比よりも小さくなる。このため、格子素材の断面形を工夫して風洞でスケールの大きい乱れが得られるようにならないものかどうかを調べてみた。その結果、乱れの性質は格子素材の流れ方向の見付面積と格子からの距離のみによってきまるという Frenkiel の結論をほぼ確認したことに止まったが、格子素材の断面を $1:1.5$ とし、2重格子で充実率を44%ぐらいにすると、乱れの強さはやや小さくなるが、スケールは10%ほど大きくなる。

以上のような実験方法についての研究結果は風荷重を評価するための種々の風洞実験に用いられるものと思われるが、その最も単純な応用例として、乱流に直面する平板に生じる力や圧の変動を測定した。これは建物の風上面における風荷重を推定するための基礎的な資料でもある。

従来、風速変動のうち、ある程度以上の高周波成分は物体に伝達されにくいという現象はよく知られていたが、その原因としては高周波成分はスケールが小さいために、物体に当たるときは打消し合うという説と物体の存在によって流れの場がゆがめられて、高周波成分が消滅するという説に分かれていた。本研究では荷重変換器によって抗力変動を測定し、この現象を確認した後、板面各点における圧を測定した。その結果、流れに含まれる変動スケールは板によって拡大されること、淀み点附近の流れが等方的に分かれる円板や正方形板では、

ゆがみの効果が大きいこと、淀み点附近の流れが主として短辺方向に分かれる長方形板では、その方向にはゆがみの効果があるが、長辺方向にはゆがみの効果は少なく、スケールが小さいことによる打消効果があるということを確認した。

参 考 文 献

- [3. 1] Davenport , A. G. , " The Application of Statistical Concepts to the Wind Loading of Structures" , Proceedings, Institution of Civil Engineers, London, Vol. 19 , 1961 , pp. 449 - 472 .
- [3. 2] Davenport, A. G. , " The Response of Slender, Line-Like Structures to a Gusty Wind " Proceedings, Institution of Civil Engineers, London, Vol. 23, 1962 , pp. 389 - 408 .
- [3. 3] Davenport, A. G. , " The Buffeting of Structures by Gusts" , Proceedings, International Research Seminar on Wind Effects on Building and Structures, London. 1963 . pp. 358 - 391 .
- [3. 4] Bearman, P. W. , " An Investigation of the Forces on the Plates Normal to a Turbulent Flow " , J, Fluid Mech., Vol. 46 , Part 1 , 1971 , pp. 177 - 198 .
- [3. 5] Bearman, P. W. , " Some Measurements of the Distortion of Turbulence Approaching a Two-Dimensional Bluff Body" , J, Fluid Mech., Vol. 53 , part 3 , 1972 , pp. 454 - 467 .
- [3. 6] Schlichting, H. , " Boundary Layer-Theory " McGraw-Hill 6th ed.
- [3. 7] Bains, W. D. and E. G. Peterson " An Investigation of flow through Screen, " Transaction of A. S. M. E, July 1951 , pp. 467 - 480 .
- [3. 8] Hince, J. O. , " Turbulence " , McGraw-Hill. 1959 .
- [3. 9] Vickery, B. J. , " Load Fluctuation in Turbulent Flow " , J of EM Div., A. S. C. E. , Feb., 1968 , pp. 31 - 46 .

第4章 長方形断面2次元模型に作用する風圧力

2章で直方形模型の風圧分布について考察したが、圧の分布の予測を難かしくしているもっとも大きい原因は剥離現象であることがわかる。この剥離現象についてはまだ流体力学的に解明されている事柄は少なく、より基本的なことから研究する必要がある。そのためには剥離現象が物体表面のある線上で生じることに着目し、もっとも簡単な2次元的なものを取り上げなければならない。まして、ここで扱っている直方形模型の場合は剥離が生じる線は稜線に限定されるために2次元模型をとりあげることは不可欠である。しかしながら、剥離現象そのものを研究することは流体の運動そのものにさかのぼらなければならず、それをここで行うことは現段階では難かしい。したがって、ここでは第2章の場合と同じく、圧の測定を通して、剥離現象を予測するという方法によらざるを得ない。

これまでこの方向に沿った研究としては、背圧と渦の強さの関連を求めた P. W. Bearman^[4.1] (1965, 1967)^[4.2]の研究、また、彼の一般流に含まれる乱れの物体周辺の流れの形態に及ぼす影響を調べた研究^[4.3] (1968), B. J. Vickery (1966)^[4.4]の正方形断面模型をとりあげた研究などがあり、その他に剥離流が発達した渦と関連した研究は数多い。また、吊橋などの自励振動と結びつく研究も多くの人々が取り組んでいる。

§1 静的な風圧力

1.1 概説

流れの平均的な形態を概略把握するためのもっとも容易な方法は、静的な圧の分布を測定することである。したがって、ここでは最初に種々の断面形をもつ模型について圧の分布を測定するのであるが、このような測定方法も、一見簡単なことが何故これまで行われていないのかは不思議である。しかし、よく考えてみると一見簡単そうに見えるこの種の測定にもいくつかの難かしい点がある。その1は、風洞実験法そのものに関する問題であって、具体的には風洞径と模型の大きさに関する問題、測定空間が開放型か閉鎖型かの問題、流れを2次元状態にするための端板の大きさや間隔の問題などである。その2は、風洞の性能に関する問題で、測定空間内の気流の平均流の一様性、回転性、乱れの有無などである。その3は、隅角部近辺の圧の測定法に関するものであろう。

それらの問題のうち、その1に関するものについてはどのようにするのが正しいという決定的な情報はなく、そのために、各々が決定的な方法をもたずに実験結果を出している現状である。したがって、本来ならば、この方向の研究を優先すべきであろうし、次善の方法としてもある程度の研究が進んでいる閉鎖型の風洞を用いるべきであるかもしれないが、操作や測定装置の取り付けの簡単な開放型を用いて、一応の結果を出すことにした。このように、この測定は不明な要素を含んではいるが、そのために模型はできるかぎり小さく、端板はできるかぎり広く大きくするように留意した。

1.2 実験方法

使用した風洞は口径50cm×50cm吹放し型で測定空間は開放型である。模型断面の大きさは表4.1.1に示す12種類で、測点は図4.1.1のようにとった。これらの模型を図4.1.2に示すように大きい端板ではさみ、模型と一体になった小さい円形端板をはめ込んで、自由に傾き角を変えられるようにした。実験風速は一様流で、12m/sec前後、乱流は10m/sec前後であるから、Reynolds数は 10^4 台である。乱れの導入には、3章で検討した乱流格子のうち20cm×3cmの素材断面で、8cmの格子間隔をもつものを用い、格子から下流90cmの測定位置では乱れの強さは7%、乱れの流れ方向のスケールは2.5cmであった。静的な圧の測定は、大きい模型については2章の場合と同じく、先端を切り落とした注射針にビニール管をつないで、また小さい模型については外径1.2mm、内径0.8mmのビニール管を測定孔として用い、それぞれGöttingen型マノメータに接続してマノメータの液柱を読みとった。

表 4.1.1 模型の断面

h (cm) × b (cm)	$\beta = b/h$
6 × 2	0.33
4 × 2	0.50
3 × 2	0.67
3.3 × 2.5	0.75
3 × 2.5	0.83
2.5 × 2.5	1.00
4 × 4	1.00
4 × 6	1.50
4 × 8	2.00
4 × 12	3.00
4 × 16	4.00
4 × 30	7.50

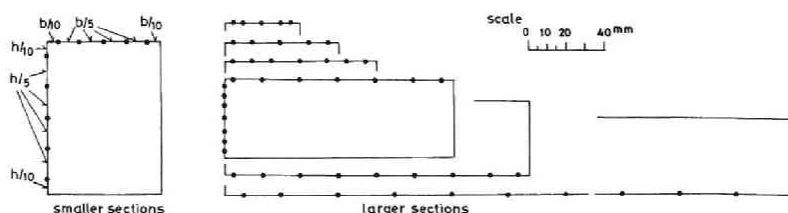


図 4.1.1 各種断面の測点の位置

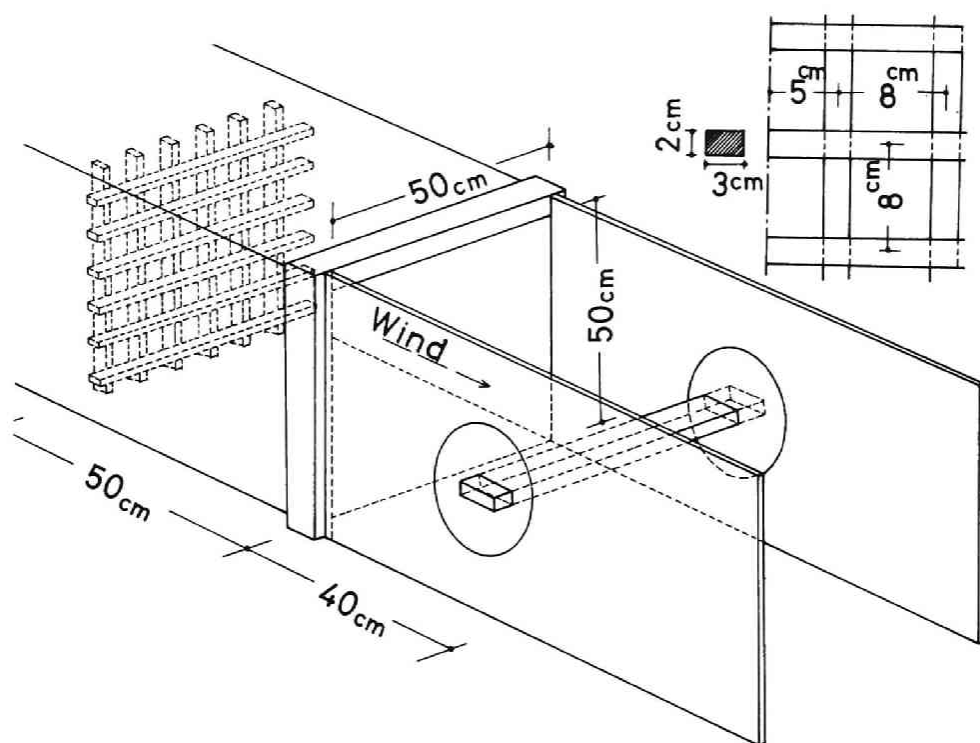


図 4.1.2 模型の設置状況と乱流の場合の格子の状態

1.3 実験結果と考察

(a) 静的な圧の分布

実験結果の主なものを示すと，図 4.1.3 (a)，(b) のようになる。風洞の口径が小さいため，細長い断面形をもつ大きい模型を長辺が風向直角方向になるように設置すると，風向に

対する見付面積が大きくなって、正しい結果が得られない。そのためにはできるだけ小さい模型を用いることが理想的なのであるが、その反面、模型の測点がとりにくくなる。この矛盾をできるだけ避けるために、断面形が流れ直角方向に細長くなる場合は小さい模型を用い（図 4.1.3 (a)）、流れ方向に細長くなる場合はより大きい模型を用いた（図 4.1.3 (b)）。結果は、断面の細長比 β が小さいものから順に横方向に並べ、縦方向には傾き角の小さいものから順に示した。また、圧の大きさは風圧係数の値で示し、一様流によるものは実線で、乱流によるものは点線で示した。正方形断面については小さい模型によるものと、大きい模型によるものとを両方の図に示したが、圧の分布はほとんど同じであり、この程度の模型の大きさならば、測定は可能であろうと思われる。

これらの圧の分布を大別すると風上側の淀み点がある面のものと、剥離流に接するその他の面のものとに分けることができる。主に正圧が作用する淀み点がある面では傾き角が同じであれば、断面形の違いにかかわらず、ほぼ同じ分布を示すことがわかる。これらの面における圧の分布はポテンシャル流を仮定した場合でもよく合うと一般に言われているが、多少とも断面形の影響を受けるポテンシャル流を仮定する場合よりも、一層変化がないのではないかとと思われる。図 4.1.4 は傾き角が 20° で断面形の異なる場合を一つの図に記入したものであるが、あまり大きな差異は認められない。これは剥離点より風下の領域では物体がどのような形をしていても、両方の剥離流で挟まれる後流の形にあまり変化がないであろうという概略的な議論で説明されるであろう。しかしながら風上面の風圧分布がまったく後流の状態に独立に定まるというのではない。図 4.1.5 は傾き角が 0° の場合をまとめたものであるが、風下側で負圧が強くなる $\beta = 0.67$ の場合や流れ方向に長い断面の場合は縁で負圧になる範囲が大きいことを示している。

これに対して、剥離点より風下側の面における圧の分布はより複雑である。考察を簡単にするために一様流の場合についてのみ論じる。正方形断面で傾き角が 45° 以外ではかならず淀み点は風上側の面内にある。そして、その面の両縁から剥離が生じる。その剥離流は渦度を含んで、剥離点よりも風下側の面に再付着するが、風向の影になるような面に再付着する場合は、剥離流は十分乱れて混合が進み、再付着という現象ははっきりしない。他方、風向の影にならない面では傾き角が大きい場合や、断面が流れ方向に細長い場合には再付着現象がよくわかる。それは前縁寄りで負圧が強くなり、後方になるにつれて徐々に圧が上昇する圧の分布形に特徴づけられている。この再付着が生じると後流の物体まわりの領域はさらに 2 つに分割され、再付着による standing vortex の領域とその他いわゆる死水領域ということになる。standing vortex に接する面の前縁附近の負圧は、その前縁における剥離流

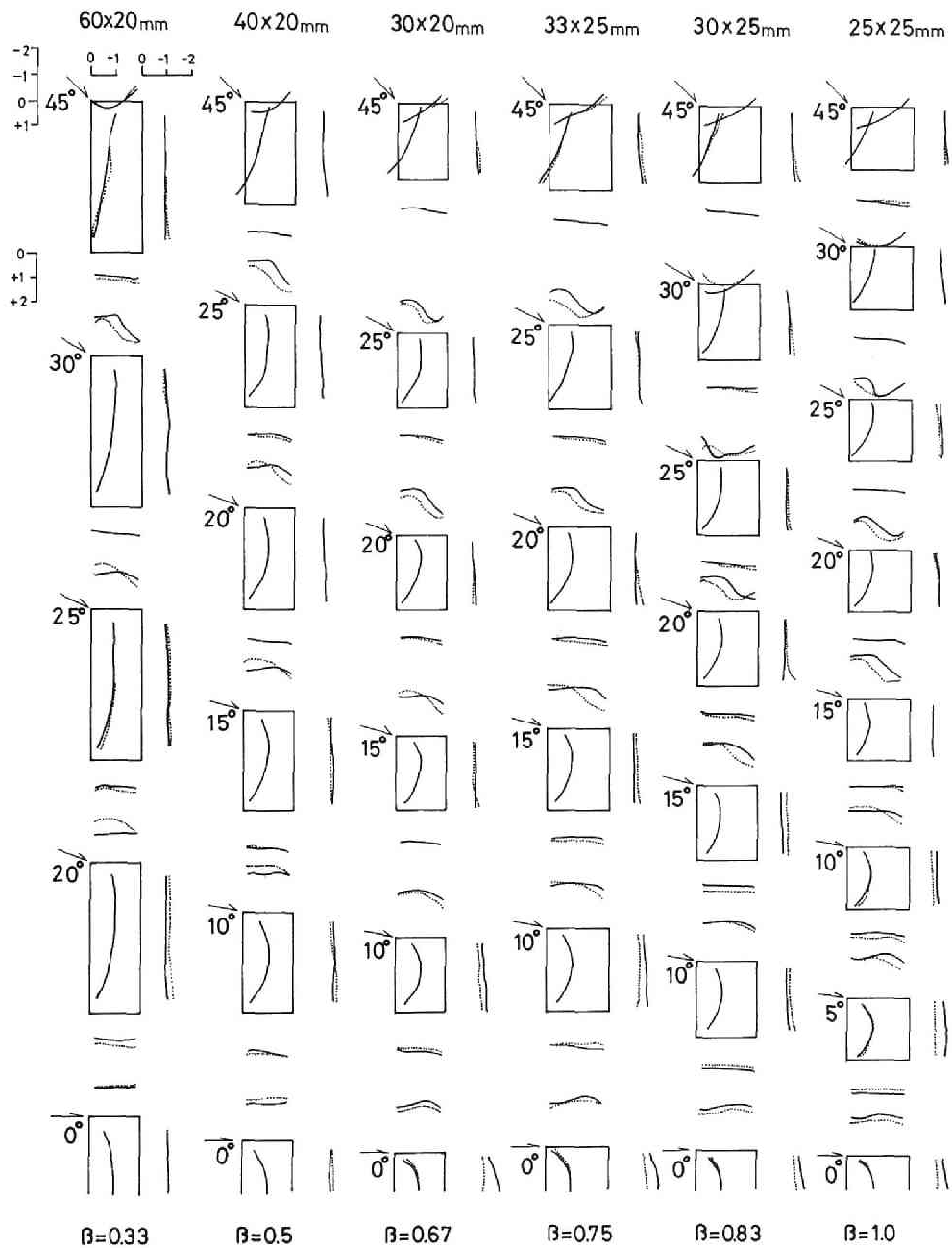


図 4.1.3(a) 各種長方形断面に生じる静的な圧の分布 ($\beta \leq 1$)

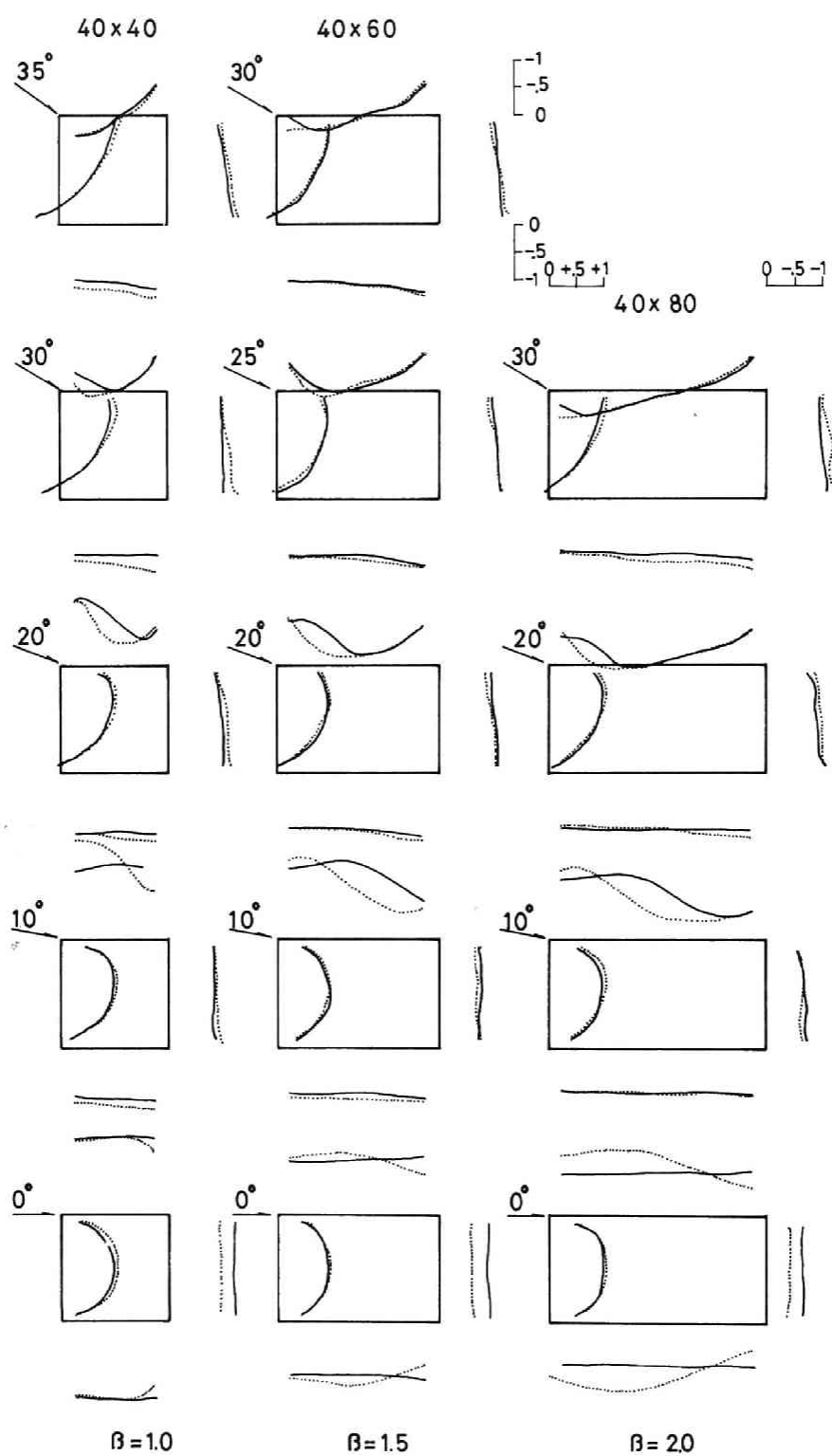


図 4.1.3 (b) 各種長方形断面に生じる静的な圧の分布 ($1 \leq \beta \leq 2$)

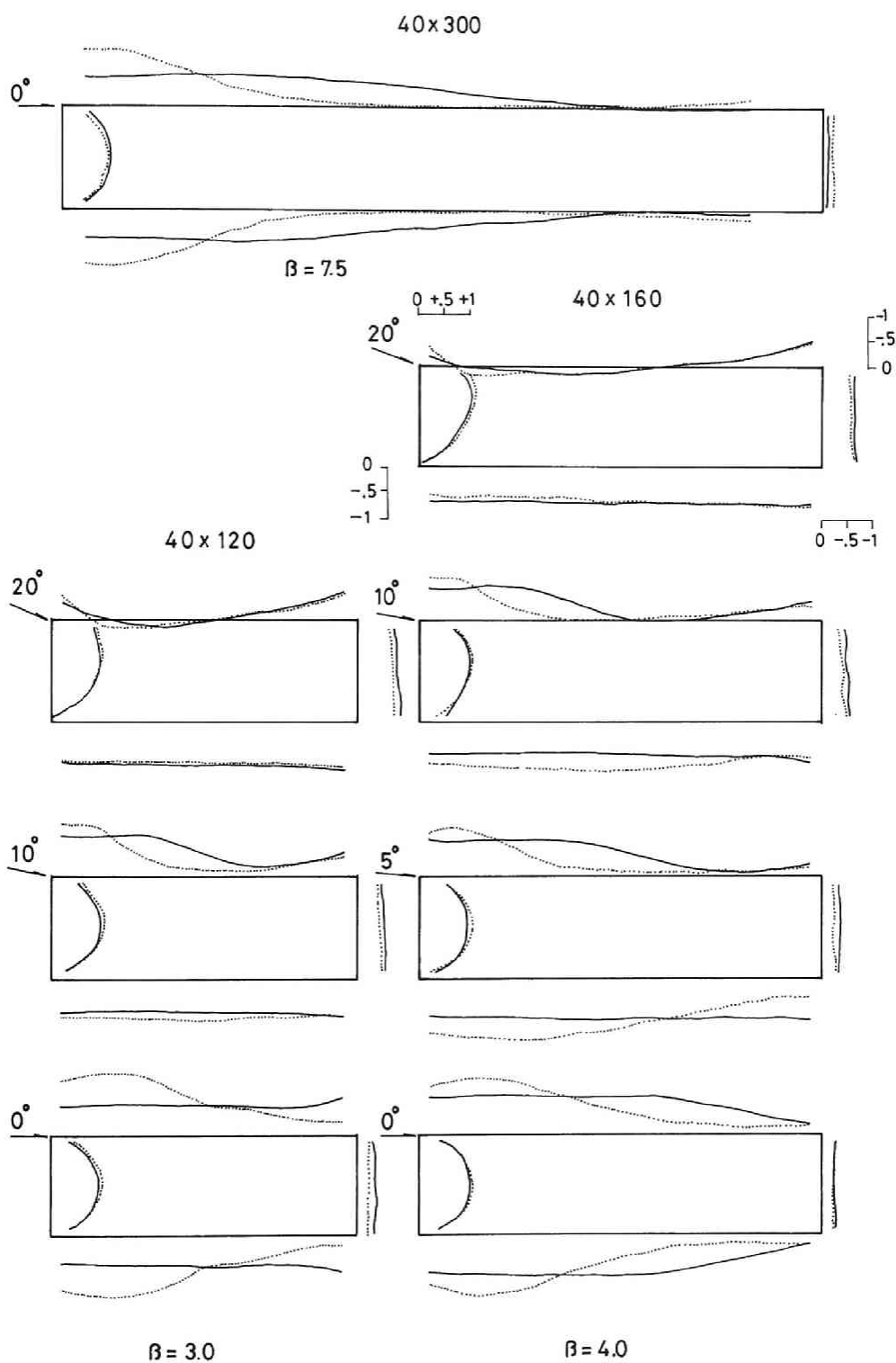


図 4.1.3 (b) の 2 ($3 \leq \beta \leq 7.5$)

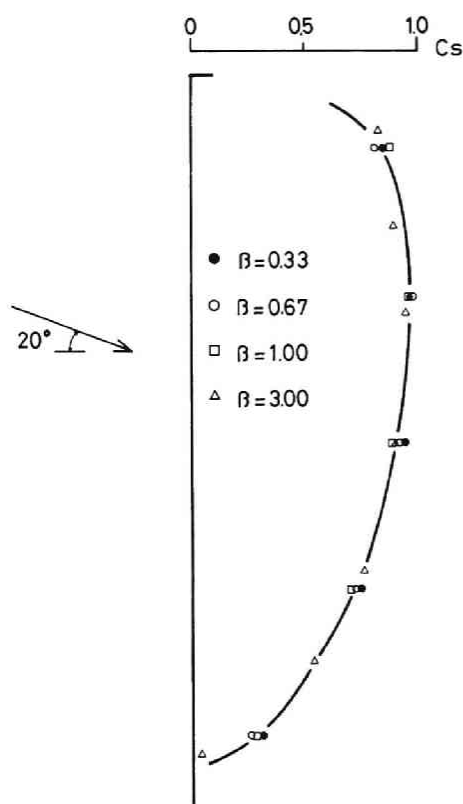


図 4.1.4 傾き角 20° の風上面における静的な圧の分布

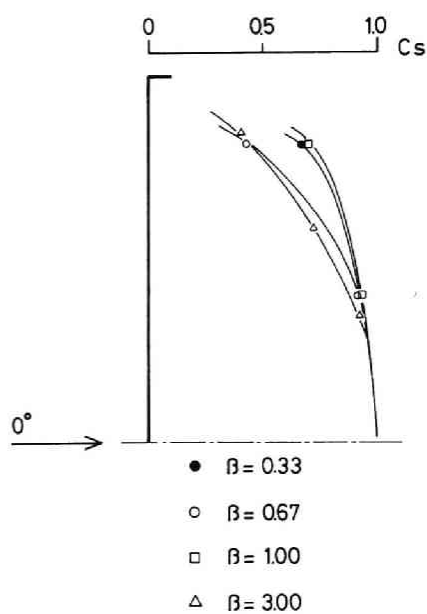


図 4.1.5 傾き角 0° の風上面における静的な圧の分布

の強さと、その渦が成長するための面と流れの幾何学的な条件によって左右される。本実験の範囲内では $\beta = 0.5$ 、傾き角 25° で観察された風圧係数 -1.76 が最も強い負圧で、傾き角が 45° に近く剥離流の強さが弱い場合では正圧にさえなり得る。一方、死水領域では圧の分布はほぼ一様であり、片面で再付着が生じる場合は風圧係数が -0.8 から -1.2 程度、傾き角 0° 近くで両面で再付着が生じる流れ方向に長い断面ではかなり負圧が弱く、 -0.3 から -0.4 程度となる。

以上、明らかに再付着が生じる場合の流れの形態と、圧の分布との関係を説明したが、傾き角が 0° 附近の両側とも再付着の形跡のみられないものについてはどのようなになっているのであろうか。これらの圧の分布は時間的に平均されたものであって、それから推測される流れの形態もまた時間平均されたものになる。したがって、この実験結果のみで、何故このような圧の分布になるのかという結論を導き出すことは困難である。しかしながら、次節で行った変動力の実験結果から、負圧の強い $\beta = 0.67$ 、 $\beta = 0.75$ では変動力も大きいことが

わかる。その結果を考慮すると、このような断面形の場合には Kármán 渦状の渦による連行作用が最も効果的に生じるものと考えることができる。この効果は傾き角が存在し、再付着が生じるような場合でもないことはなく、圧の分布形から推察して再付着が生じるかどうかの限界で顕著になる傾向がみられる。しかし、傾き角が大きくなると、流れの対称性が崩れ、Kármán 渦状の渦も安定性が悪くなるためこの効果も小さくなる。

次に、一般流に含まれる乱れの影響について考える。淀み点を含む風上側では一様流の分布とあまり変りがないことは明らかであり、静的な圧についてのみ論じるのであれば、それは容易に理解できる。しかし、剥離点よりも風下側の部分では影響があり、とくに再付着が生じている面において影響が著しいことが図 4.1.3 (a), (b) からわかる。1969 年 B. J. Vickery^[4.4] によって、正方形断面模型の背圧が一般流の乱れによって上昇する現象が発見され、本実験の結果もそのようになっているが、それ以来、筆者も何故このような現象が生じるかという問題を考えてきた。5 章 2 節で述べる実験結果より、一般流に含まれる乱れは強い渦度を伴う不安定な剥離流を早期に乱流化し、その連行効果によって前縁近くの負圧が強くなり、剥離流を側面に引きつけるため、図にみられるように再付着しやすくなる。再付着が生じると、死水領域では 2 次剥離の剥離流で狭まれるために連行効果は強くなく、背圧も強くないということになる。しかし、側面に再付着が生じない流れ方向に薄い断面では、剥離流の乱れによる連行効果が背後に直接作用して、背圧を強くする傾向がみられ、前節で紹介した P. W. Bearman^[4.5] の板の場合と同じ傾向をもつようになる。

(b) 抗力、揚力、モーメント

図 4.1.3(a), (b) に示した圧の分布を積分すれば、まさつ力を無視した抗力、揚力、モーメントが得られる。ここでは圧の値を数値的に積分してこれらを求めてみた。

まず、一様流中で傾き角のない場合の抗力については、図 4.1.6 に示すように、P. R. Owen^[4.6] によって紹介されている中口、橋本、武藤および O. Treuman による結果があり、同時にこの度のものと比較している。他の研究者の設備はより完全なものであらうと思われるが、筆者のような方法でも、かなりよい結果が得られることがわかる。 β の小さいところで筆者が求めた抗力がやや小さい値となるのは、このような断面では両側面に渦が形成される余地がなく、その面に作用するまさつ力の影響が大きいためであらうと思われる。そして、 $\beta = 0.6$ 附近の強い抗力は背面における強い負圧に起因していることは前項の圧の分布から容易に推測される。断面形が流れ方向に細長くなると、圧の分布からも明らかなように抗力は低下していて、そして、 $\beta = 4$ を越えるあたりで、抗力係数は 1 以下になる。乱

流中の結果も同じ図に示した。
 乱流の場合は剥離流が側面に再付着しやすいことからピークが β の小さい方へ移動するものと推測されるが、乱れの程度が問題であり、この場合のように強さ7%、流れ方向のスケール2.5 cmという乱れでは一様流の場合のように滑らかな曲線になるかどうかはわからない。正方形断面についての Vickery^[4.4]の背圧の値は乱れの強さ10%スケール

20 cmで-0.71 となり、筆者の値-0.97 と比較してかなり高い。したがって、抗力係数も小さくなって筆者の1.75 に対して1.5 程度になることが推定される。このように、一口に乱流といっても、その強さやスケールは物体まわりの流れの形態を変化させることがわかる。

傾き角がある場合は抗力のほかに、流れの対称性が失われるために揚力やモーメントが生じる。このときの抗力係数、揚力係数、モーメント係数は、図 4.1.7 によりそれぞれ以下のように定義する。

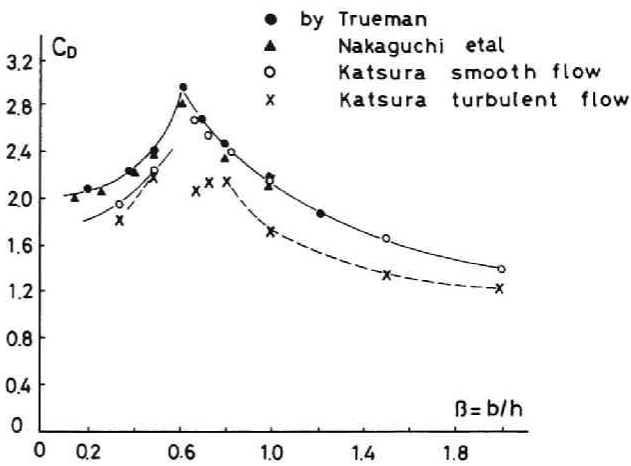


図 4.1.6 各研究者による抗力係数の比較

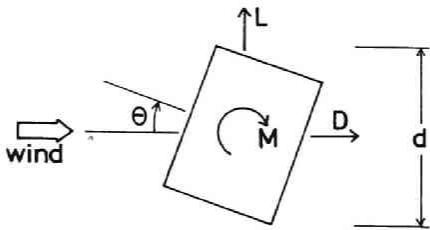


図 4.1.7 抗力，揚力，モーメントの定義

$$C_D = D / q \cdot d \quad \dots\dots\dots (4.1)$$

$$C_L = L / q \cdot d \quad \dots\dots\dots (4.2)$$

$$C_M = M / q \cdot d^2 \dots\dots\dots (4.3)$$

ここで、D、L、Mは、それぞれ模型の単位長さの部分に生じる抗力、揚力、モーメントで、qは速度圧、dは模型の風向に対する見付巾である。得られた結果は図4.1.8に一樣流中の抗力係数と揚力係数、図4.1.9に乱流中の抗力係数と揚力係数、図4.1.10に一樣流中のモーメント係数、図4.1.11に乱流中のモーメント係数として示されている。図4.1.8からわかるように抗力が大きいのは傾き角が小さいときで、傾き角が大きくなるほど抗力は小さくなる。これは傾き角が小さい場合には前縁で剥離が生じるのに対して、傾き角が大きいと、より風上側の縁で小規模な剥離が生じて、すぐに再付着し、主な剥離は対角で生じるようになる。このようになると断面の流れに対する形態は多少とも流線形に近くなり、剥離直前の面に直角な速度勾配も、前縁剥離の場合よりも小さくなって、強い渦が生じなくなると考えられる。また、渦の形成領域は物体の下流寄りになると考えられるので、その連行効果の物体への影響も小さくなる。流れ方向に短かい断面形では傾き角が小さいときには側面への再付着が生じにくいために前縁剥離の状態の傾き角の範囲が大きく、その範囲内では抗力係

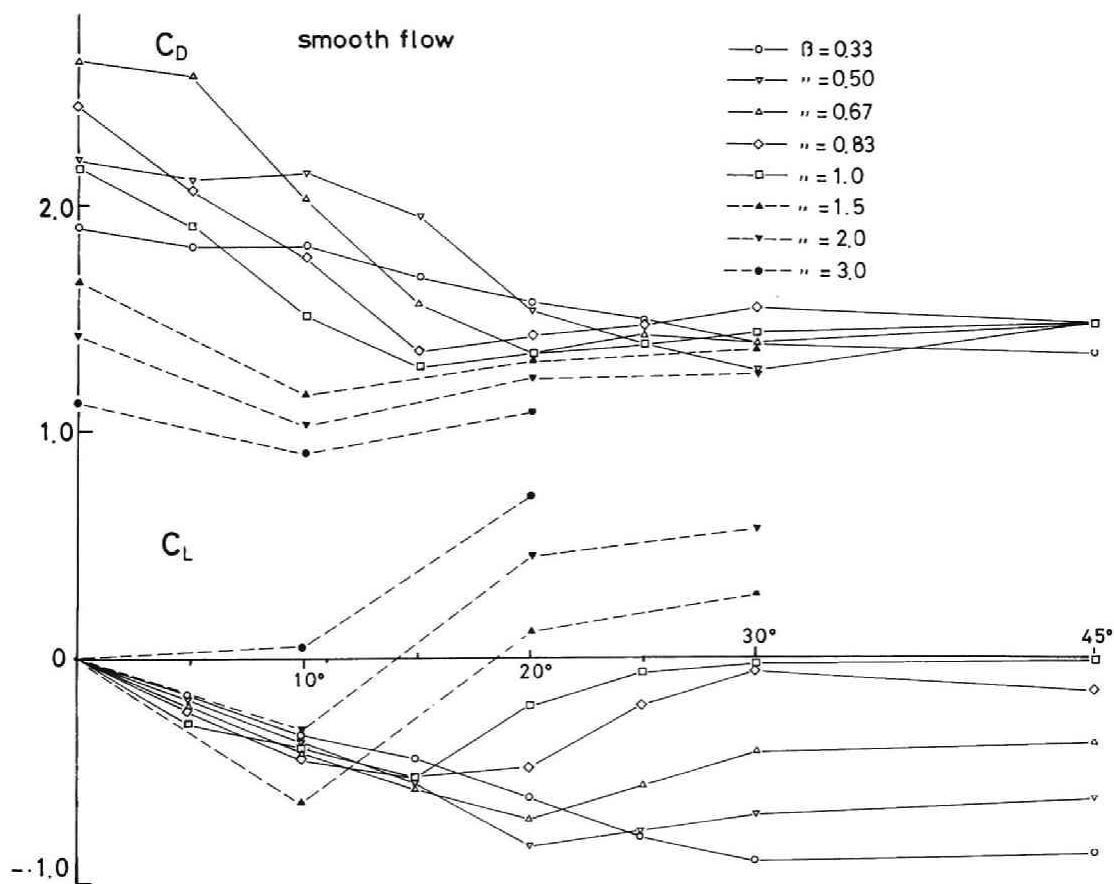


図 4.1.8 傾き角の変化に対する抗力係数と揚力係数（一樣流）

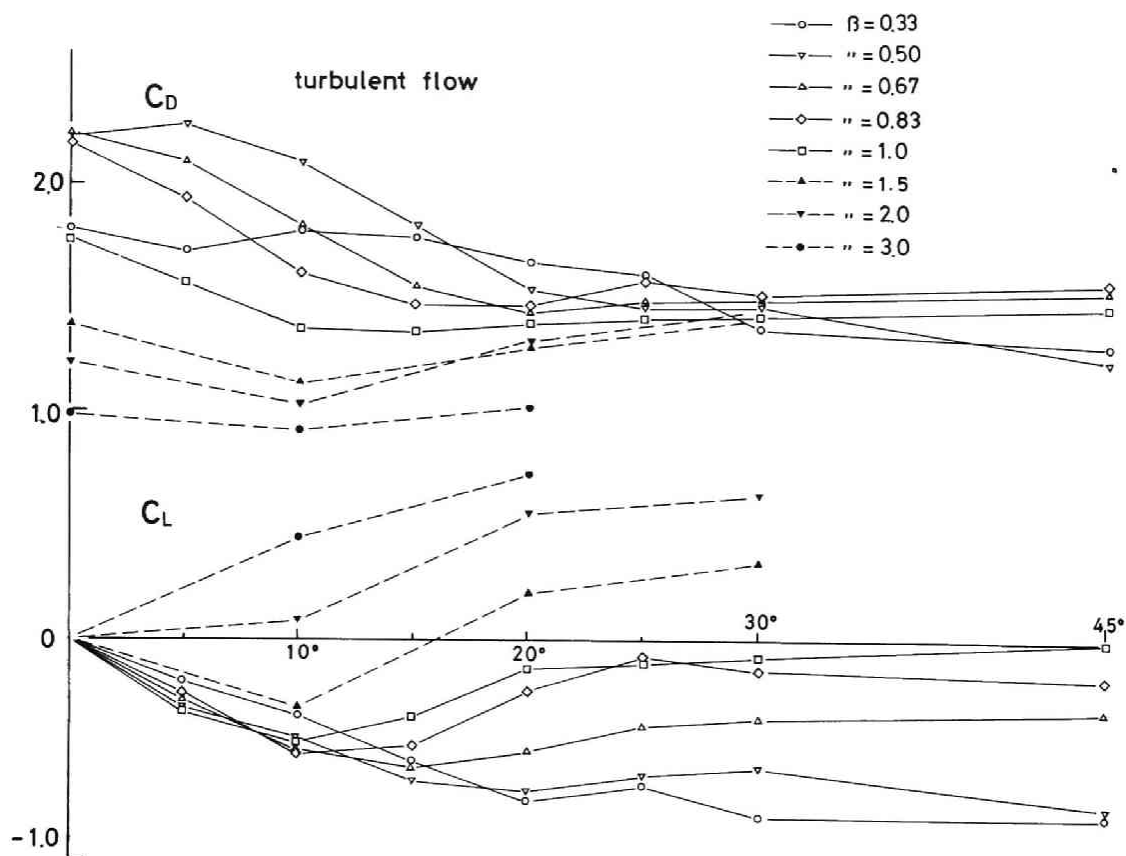


図 4.1.9 傾き角の変化に対する抗力係数と揚力係数（乱流）

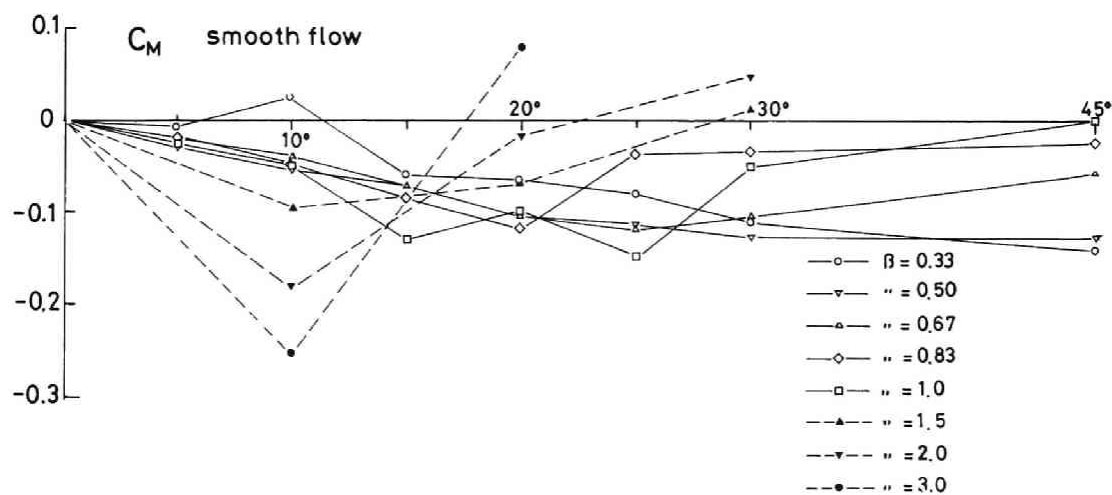


図 4.1.10 傾き角の変化に対するモーメント係数（一様流）

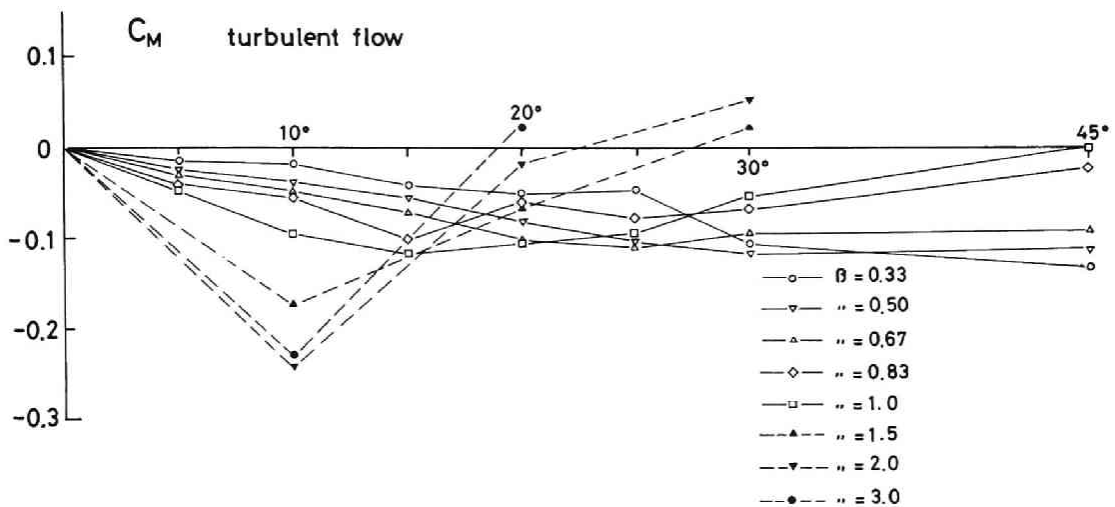


図 4. 1.11 傾き角の変化に対するモーメント係数（乱流）

数はほぼ一定である。これに対して、流れ方向に長い断面形では傾き角が小さいときは剥離流が両側面に付着しており、主な剥離は後縁で生じ、このときは抗力は小さい。傾き角が大きくなると、風向の影になる側面では再付着しなくなって抗力は大きくなる。正方形に近い断面形は以上の極端な場合の中間的な値を示すが、Kármán 渦状の渦による連行効果が強いために傾き角が小さい範囲での抗力は大きい。傾き角が 30° から 45° の範囲では、断面形にかかわらず、また乱れの有無にかかわらず、抗力係数が 1.4 ぐらいで一定になることは興味がある。このような場合は完全な対角剥離形になっているものと考えられ、剥離流の形態にあまり大きな違いがないものと思われる。

図 4. 1. 8，図 4. 1. 9 の下段には傾き角の変化に対する揚力の変化を示した。傾き角 45° 以下の範囲では極端に流れ方向に細長い断面を除いて、ほとんどの断面で傾き角の増加に対して負勾配になっている。このような場合は、J. P. Den Hartok^[4.7] が指摘しているように風向直角方向の自励振動が生じやすい。自励振動が生じる条件は傾き角の増加に伴う断面の運動方向の力 C_F が負の増加をするとき、すなわち、

$$\frac{dC_F}{d\theta} = \frac{dC_L}{d\theta} + C_D < 0 \quad \dots\dots\dots (4.4)$$

で判断されるといわれ、本実験結果からは一様流でも乱流でも $0.5 < \beta < 3$ の断面をもつものの傾き角が 0° 前後で、自動振動が生じる危険があることになる。その現象については、C. Scruton^[4.8] 等や、G. V. Parkinson^[4.9] によって、より詳しい解析が行われており、実験的にも確かめられている。本実験結果からは一様流で $\beta = 1.5$ の場合が、乱流では $\beta = 1.0$ の場合がもっともその種の自励振動が生じやすく、剥離流の側面への再付着によって生じる渦がその主役となる。(4.4)式で判定するかぎり、乱流よりも一様流の方がその危険が大きいことになるが、乱流中に行った M. Novak^[4.10] によれば一様流中のものとあまり変わらないという実験結果が得られている。

風向直角方向の自励振動の原因となる剥離流の側面への再付着による前縁附近の負圧の増大は前面の正圧とともに断面にモーメントして作用する。図 4.1.10, 図 4.1.11 に示したモーメント係数から、モーメントは概して傾き角を復元する方向に作用するため、また、微少回転運動が存在しても運動とモーメントの変化は同位相または逆位相になるため、回転運動単独では自励振動は生じにくい。しかし、細長い断面形のものには静的に大きいモーメントが作用するため、このような構造物を設計する場合は注意が必要である。

1.4 2次元模型に作用する静的な風圧力の特徴

過去に多くの研究者が試みているに違いないと思われるにもかかわらず、公表されたものが見当たらない種々の長方形断面をもつ2次元模型の風圧分布を測定した。やや不完全なものであろうと思われる吹放し型の風洞を用いて行ったものであるが、圧の分布を積分して得られた傾き角のない場合の抗力を他の研究者のものと比較するとよく合っていることがわかった。

風上面の分布は断面形にあまり関係がなく、傾き角のみによってきまることを確かめた。剥離点よりも風下の負圧の分布は複雑で、圧の分布から流れの形態を推定することは容易ではない。これは、剥離流の複雑な挙動に関係しているようである。すなわち、剥離流は剥離点からすぐ風下の部分で渦となって成長するが、その渦がどの段階で流出するかということが、流れの形態を決定する要因であろうと思われる。また流出の条件としては渦の成長に適した断面形の流れに対する姿勢と、後流の渦列の安定性が関与しているように思われる。これらの条件が実験中もっとも適している場合が一様流中の断面の延長比が $1:0.67$ のもので、背面の負圧は風圧係数で -2.1 ぐらいになる。この断面形より流れ方向に短いものでは渦

が成長する空間がせまく、剥離流は完全な渦にならずに流出する。そのために連行効果は小さく負圧は強くない。また断面形がある程度流れ方向に細長くなると、側面には standing vortex が生じ、剥離流の主流はその standing vortex にせん断力を緩和されながらその外側を流れ去る。そのような流れの機構は連行効果が小さいために側面や背面の負圧は強くない。さらに断面が細長くなると、剥離流の主流も側面に再付着して強い standing vortex が生じ、渦は standing vortex から分裂して流出する。このとき前縁寄りで比較的強い負圧が生じる。この現象は傾き角が大きくなると流れ方向に短かい断面形にでも生じ、むしろ断面形が短かい場合の方が負圧が強い。流れに含まれる乱れは剥離流を刺激して、その乱れによる連行効果を増し、側面への再付着を容易にする。

圧の分布を積分して、抗力、揚力、モーメントを求めた。一様流中の抗力については前述したとおりだが、乱流中の抗力は一様流中の場合のような断面形の違いによる顕著な極値はみられなかった。揚力は辺長比 1 : 3 より流れ方向に短かい断面で傾き角に対する負勾配の曲線がみられ、自励振動の可能性があることを確認した。モーメントは傾き角の増加に対してそれを復元するように作用することが多いことがわかった。

§ 2 変動風圧力の測定

2.1 概 説

構造物に作用する変動風荷重では撓みやすい構造に対するギャロッピングやフラッターなどの自励振動に属するものが最も深刻な問題である。次に重要なものが Kármán 渦状の渦による周期的な交番力、その次は自然風の乱れによって風上面に発生するランダム変動、剥離流の乱れによるランダム変動といったものを挙げることができる。

この節では長方形断面模型に作用する変動風圧力として、Kármán 渦状の渦による周期的な力を取り上げる。この種の外力が構造物に被害をもたらす条件は、構造物に当る流れが 2 次元性の強い形態となること、断面の形が渦の発生を容易にし、またその渦の影響を受けやすい状態になっていること、構造物の固有振動周期が渦の発生周期に近いことなどである。その現象の実例として、火力発電所の鋼製煙突^{〔4.11〕}や一体的な構造の塔^{〔4.12〕}などが振動することはよく知られている。一般の建築物ではまだその現象についての報告を聞かないが、建物が高層化すればその危険がないとも断言できないし、単純な部材による組立て構造をもつ塔などの部材に、この渦による振動現象が生じないとも限らない。立川^{〔4.13〕}や石崎・河井^{〔4.14〕}は自然風中の直方体形模型でこの渦による風圧変動を観察している。

この問題を研究課題としてとりあげる場合に注意しなければならないのは、これらの現象が次のような機構を伴うことがあることである。すなわち、構造物に周期力が作用して、構造物の固有周期がその周期に近いと構造物が振動する。構造物が振動すると流れの場に影響する。つまり、構造物の動きが渦の発生を制御するのである。その1例は、円柱について Parkinson^[4.9] が報告している。このような場合は、いわゆる lock-in 現象として知られ、自励振動的要素が必然的に含まれることになる。したがって、より基本的な課題としては、物体を振動させることなく、渦の強制力としての性状を明らかにすることであろう。しかし、物体に変位を生じさせずに、力のみを取り出すということは難かしく、そのことがこの問題を解明することに対する障害になっていたものと思われる。

2.2 実験方法

使用した風洞は、吹出口径 50 cm × 50 cm のエッフェル型のもので、測定空間は開放型である。

模型の断面は前節で小さい模型として用いたものと同じく、2 cm × 6 cm, 2 cm × 4 cm, 2 cm × 3 cm, 2.5 cm × 3 cm, 2.5 cm × 3.3 cm, 2.5 cm × 2.5 cm, の6種類で、その角材(朴)に直径 20 cm の合板でできている端板をとりつけた。これを図 4.1.2 に示す直径 90 cm の大きい端板に設置した。大きい端板は模型を設置したまま、模型を中心として自由に回転できるように支持した。この端板の孔に模型に付けた端板をはめ込み、両方の端板が接触しないように 2.5 mm の隔間を保っておく。このようにすれば、模型に付けた端板の周りの面や、模型の端板より外側の部分に風が当らず、端板にはさまれたほぼ 2 次元的な流れによる力のみが模

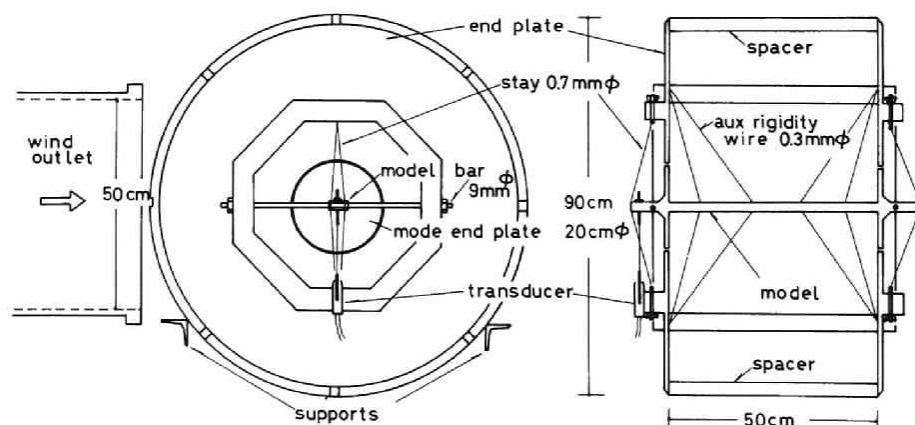


図 4.2.1 変動力測定装置

型に作用する。模型は両端を 0.7 mm の針金で支え、測定方向の模型の曲げ変形が基調となる振動系となる。しかし、これだけでは測定しない方向の振動や、ねじり振動を抑制できず、また、測定方向の固有振動数も $60 \sim 70\text{ Hz}$ ぐらいで、渦の発生数の近くなる。そこで補剛と非測定振動の防止をかねて、 9 mm の鉄棒を非測定方向に通し、さらに流れに影響しない程度に 0.3 mm のピアノ線を、図 4.2.1 に示すように張りめぐらせた結果、測定方向の固有振動数を $153 \sim 202\text{ Hz}$ とすることができた。この方法では、揚力、抗力という力ではなく、長辺方向、短辺方向という成分が測定されることになる。

力の検出は、図 4.2.2 に示すように、模型端板に近い点から、3 章 1 節で説明した荷重変換器に張力をかけた 0.3 mm のピアノ線を通して伝えられる。模型のこの点での変位を直接測定することはできないが、自由振動の振動数から推定すると、質量 100 g の模型に対して数 μ である。したがって、最も振巾が大きいと思われる模型中央でも、 10μ 程度であろうと推定される。剥離点近傍の境界層の厚さがどのくらいかはわからないが、この程度ならば、従来動かない模型として扱われており、変位が流れの場に与える影響は小さいと考えられる。荷重と出力電圧間の校正は模型の上面に適当な 5 点を選び、無風状態でそこに 100 g の錘りをのせたり除いたりしながら、そのときの電圧の差を読みとった。錘りが検出部の位置から離れているときは出力は小さく、錘りが検出部に近いときは出力が大きくなるのは当然であるが、風圧力が 2 次元的に作用するものと仮定して、それらの平均値を用いた。この方法では圧力変換器の性質からドリフトが大きく、静的な力の検出は難しい。

荷重変換器からの出力は、一旦データレコーダに収録し、後に $\frac{1}{3}$ オクターブパスフィルターを通して、各周波数毎に変動の実効値を実効値計で読みとった。振動系がやや複雑であるため、当初の解析周波数の範囲を一応 $2\text{ Hz} \sim 500\text{ Hz}$ としたが、渦による振動数の他に、固有振動数による極値が顕著であったため、その補正を行った。その結果、固有振動数に相当する成分は幾分改善されたが、 200 Hz 以上では高次の固有振動数

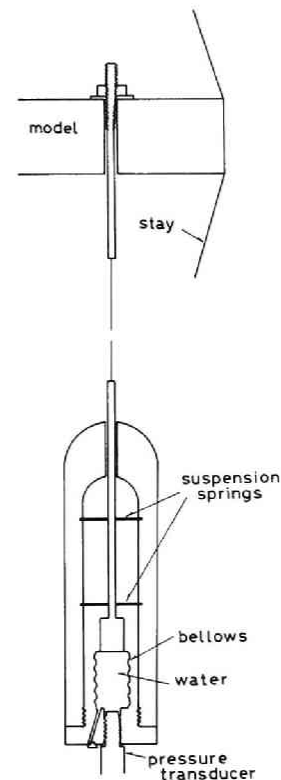


図 4.2.2 変動力検出装置

や、補鋼のために用いたピアノ線の固有振動数などのために意味のわからない成分があり、 $5\text{ Hz} \sim 200\text{ Hz}$ の範囲以外の変動成分は切り捨てることにした。渦による極値や固有振動数に相当する周波数成分の中心周波数を決定するために、極値を含む周波数域の出力を周波数カウンターに入れて、周波数精度が $\pm 1\text{ Hz}$ 程度で得られるようにした。

測定風速は $10\text{ m/sec} \sim 11.8\text{ m/sec}$ であり、Reynolds 数は $1.0 \times 10^4 \sim 5.0 \times 10^4$ の範囲である。また乱流場を得るためには3章2節で検討した乱れの強さが9.9%，乱れのスケール5.3cmとなる格子を用いた。

2.3 実験結果と考察

(a) 傾き角のない場合の揚力変動と抗力変動

静的な抗力については、断面形によってその強さが異なるという結果が前節で得られている。すなわち、断面形を表わすパラメータとして、流れに直面する面の巾 h と、流れに平行な面の巾 b との比を $\beta = b/h$ とすれば、抗力係数は $\beta = 0.6$ ぐらいで最大になり、 β がそれよりも大きくなっても小さくなっても一様に減少することがわかった。

ここでも同じような方法で、揚力変動と抗力変動について調べてみると、図4.2.3のよう

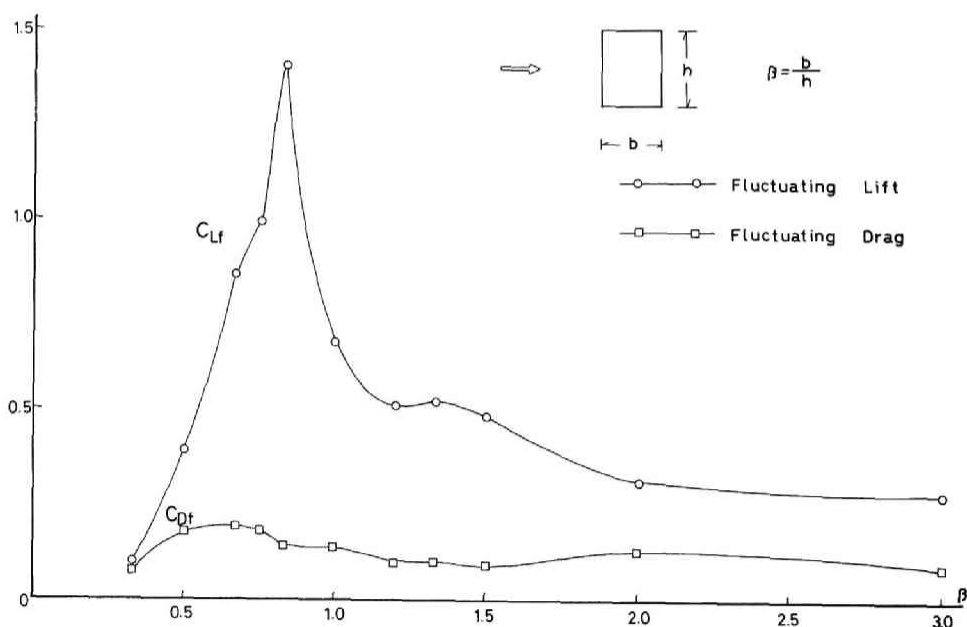


図4.2.3. 各種断面形に生じる揚力変動と抗力変動（一様流）

な結果となる。縦軸は次式で定義する変動揚力係数 C_{Lf} と、変動抗力係数 C_{Df} で表わした。

$$C_{Lf} = \sqrt{(\overline{L} - \overline{L})^2} / q \cdot h \quad \dots\dots\dots (4.5)$$

$$C_{Df} = \sqrt{(\overline{D} - \overline{D})^2} / q \cdot h \quad \dots\dots\dots (4.6)$$

ここで、 L 、 D はそれぞれ瞬間的な揚力および抗力であり、 \overline{L} 、 \overline{D} はそれらの時間平均値、 q は速度圧である。この図から揚力変動はかなり鋭敏に断面形の影響を受けることがわかる。 $\beta = 0.83$ で変動揚力係数 1.40 と最大値を示し、 $\beta = 0.75$ で 0.99、 $\beta = 1.0$ で 0.67 と急激に減少する。 $\beta = 1.0$ での値 0.67 は Vickery^[4.4] の値 1.3 と比べて約半分である。この値は blockage と模型の軸方向の圧力変動の相関を考慮して補正したと述べられている。風洞壁の blockage による補正はともかくとして、相関による補正には多少疑問がある。確かに彼の結果によると、模型の軸方向の空間相関はかなり低下している。したがって、この相関を 1 としたときの揚力変動はかなり大きいものになるに違いない。しかし、この相関の低下が Kármán 渦状の渦によるもの以外の変動成分によるものかもしれない。そうすれば、そのような変動成分はもとから揚力としての寄与は小さいはずだから、全体としての揚力変動の強さを割増す必要はない。むしろ、同じ論文に述べられている両側面での差圧の測定結果から得られる値、約 0.8 を用いて Kármán 渦状の渦以外の変動を減じると本実験結果とよく一致する。本実験では模型全体に亘る平均値を一点で検出しているので、相関の低下があるとすれば、その補正は複雑で、不可能であろう。しかし、Kármán 渦状の渦による変動そのものが 2 次元적であればこの方法も意味がある。 $\beta = 1.5$ の場合について、側面に生じる圧の空間相関の Kármán 渦による成分がほとんど 1 になることは次節で述べる。

一方、抗力変動は静的な抗力が最大になる。 $\beta = 0.6$ 附近でやや大きい値を示すが、ほぼ一定である。

図 4.2.4 (a), (b), (c) はそれぞれ、 $\beta = 0.5$ 、 0.83 、 2.0 の場合の揚力変動、抗力変動のパワースペクトルを変動力係数 $\overline{C_f(n)^2}$ で示したものである。ここでは $\overline{C_f(n)^2}$ をつきのように定義した。

$$\int_0^\infty \overline{C_f(n)^2} dn = \overline{C_f^2} \quad \dots\dots\dots (4.7)$$

ただし、 $\overline{C_f^2}$ は風力係数の変動成分の 2 乗平均値であるから、 $\overline{C_f(n)^2}$ は周波数に関する密度関数である。横軸を対数目盛にとったので、縦軸には密度関数 $\overline{C_f(n)^2}$ の代りに

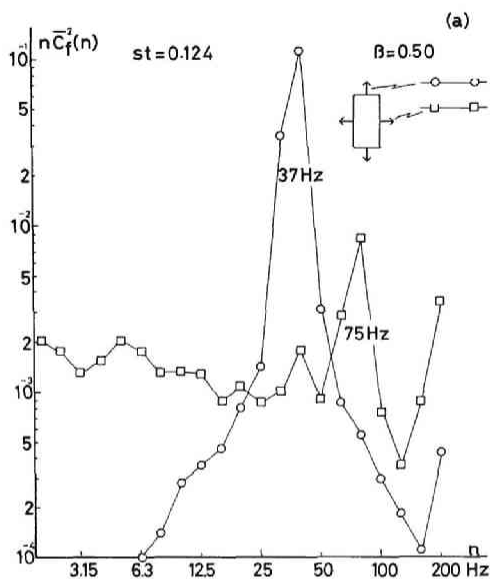


図 4. 2. 4 各種断面に生じる揚力変動と
抗力変動のパワースペクトル
(一様流) (a) $\beta = 0.5$

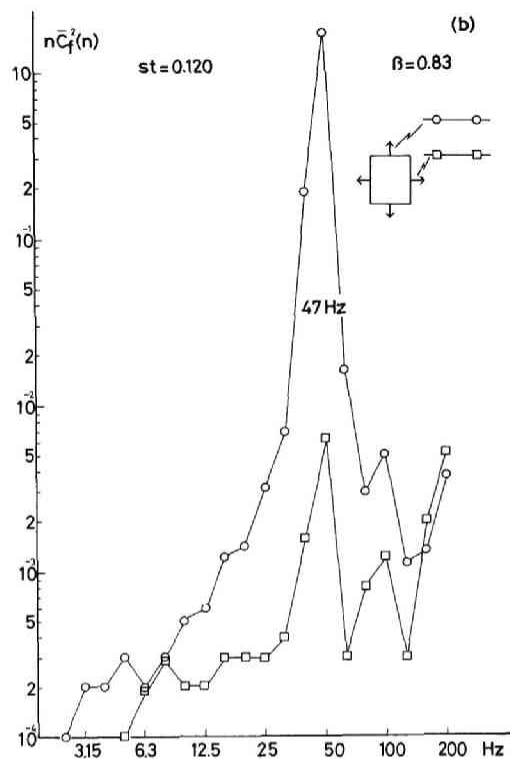


図 4. 2. 4(b) $\beta = 0.83$

$n \overline{C_f(n)^2}$ で示した。縦軸は普通目盛にすると現象はよりわかりやすいかもしれないが、パワーの大きさにあまりにも大きな差がありすぎるので、対数目盛で示した。いずれの場合も揚力変動は周期的な渦によると思われる変動成分にパワーが集中しており、抗力変動にもその影響が現われている。揚力変動ではパワーの大きさは異なるが、パワーの周波数分布は概してよく似ている。これに対して、抗力変動は β の値によってその周波数成分の分布がかなり異なったものになる。すなわち、 $\beta = 0.5$ では低周波成分をかなり含んでおり、揚力変動の渦による成分の 2 倍の周波成分を顕著に含んで

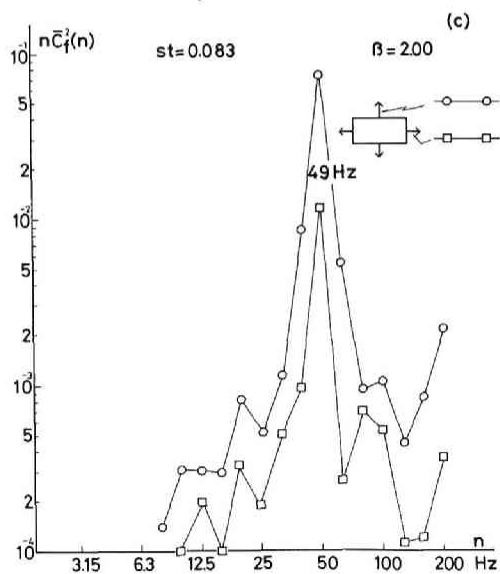


図 4. 2. 4(c) $\beta = 2.00$

いるのに対して、 $\beta = 2.0$ では揚力変動とほとんど相似形の分布となっている。この傾向はここに掲げなかった他の β の値のときにもみられ、 β の値の変化に対して、一方から他方へほぼ連続的に変化している。ただ、 β が0.5よりもさらに流れ方向に薄くなるとき、この傾向が強くなると思われるが、 $\beta = 0.33$ の結果によれば、渦による揚力変動が減少するにつれて、低周波域の変動も減少する傾向がみられる。しかし、揚力変動の渦による成分の2倍の周波数をもつ成分ははっきりと現われている。この周波数成分は渦が交互に発生する以上必然的なもので、むしろ、 β が大きいときに出にくくなる方が不思議である。一方、 β が大きいときは、静圧分布にははっきり出ないけれども、間欠的に剥離流が再付着するものと思われる。そうすると流れは対称性が不安定になって、渦による力は流れに直角な方向からずれて作用するようになる。その結果、揚力方向や抗力方向に固有な成分をもつ力ではなく、なって同じ周波数成分をもつ力を別の角度で測定しているようなことになる。

以上の実験結果の考察から流れの形態や変動の機構を推測すると次のようになる。すなわち、断面形が流れ方向に薄いときは両方の剥離流は十分な渦に成長する前の段階で混り合っており、循環は小さいが規模の大きい渦をランダムに形成する。断面形が流れの方向にやや厚くなると剥離流はそれぞれ異なった方向の渦に成長した後に干渉しあって Kármán 渦状の渦列となる。その機構の最も顕著な場合が $\beta = 0.8$ 前後であり、抗力変動の低周波成分が消滅して揚力変動が大きくなる。断面形がさらに厚くなると、断面形の後流に突出した部分が両方の渦の干渉を妨げるようになる。同時に側面に再付着が生じて、側面に接するところでは平均的な逆流が生じ、側面には standing vortex が付着する。この流れの形態は5章の完全再付着とは別のものだが、このようになると、standing vortex はローラの役目をし、抗力が減少する。また同時に、後流の速度が増加するため、図4.2.5に示すように Strouhal 数が減少する。断面形が流れ方向に長くなるとこの傾向は強まり、抗力の固有の変動はほとんどなくなる。また、流れの平均的な対称性がくずれやすいために、揚力変動の影響が抗力方向に現われる。

以上、断面の流れ方向の厚さが薄いものから厚いものへと変化するときの流れの形態の変化を概略的に述べたが、それらの現象が一方から他方へ変化するときの限界点ともいえるべき $\beta = 0.6 \sim 0.8$ の状態をより詳しく考えることは興味があることである。つまり、 $\beta = 0.6$ では抗力係数が極大になり、 $\beta = 0.83$ では揚力変動が極大になるが、いずれの場合に強い渦が形成されるのかということである。ここでは、ちょうど $\beta = 0.6$ の場合のデータがないので、かわりに $\beta = 0.67$ のデータを用いることにする。いずれにしても、これらの断面形は周期的に流出する渦の形成に適したものであることだけは確かである。測定された各定数

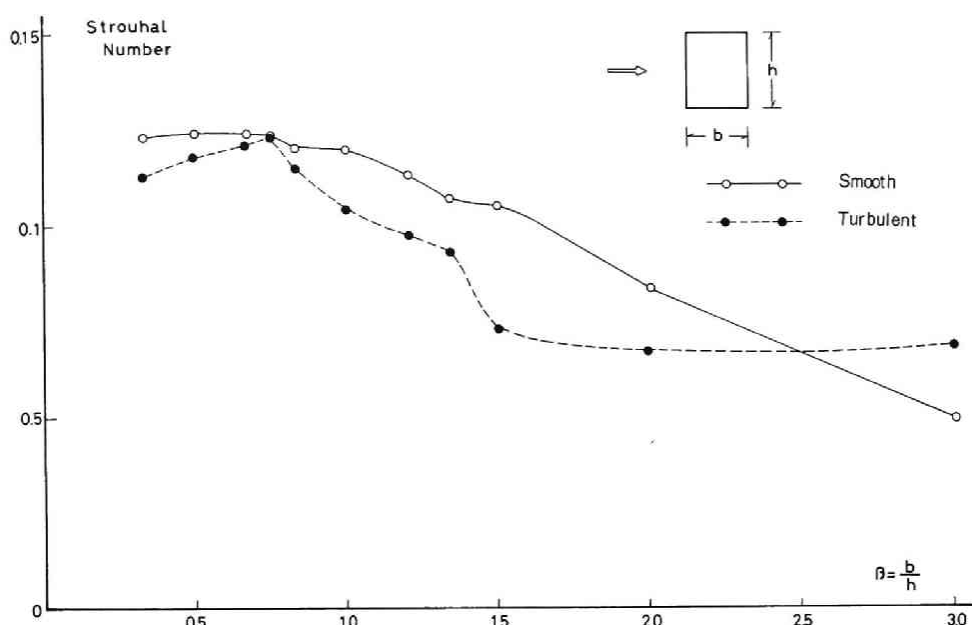


図 4.2.1 断面形の変化に対する strouhal 数の変化 (傾き角 0°)

表 4.2.1. 断面形 $\beta = 0.67$, $\beta = 0.83$ の模型に作用する風圧力に関する諸定数

断 面 形	C_D	c_{bmin}	c_{bave}	C_{Lf}	C_{Df}	S_t
$\beta = 0.67$	2.65	-2.14	-1.95	0.85	0.19	0.124
$\beta = 0.83$	2.44	-1.77	-1.67	1.40	0.14	0.120

を表 4.2.1 に示す。ここに、 c_{bmin} は背面中央の風圧係数、 c_{bave} は背面全体の風圧係数の平均値である。これらの各定数は互いに関係があり、その関数を理論的に扱った A. Roshko^[4.15]、P. W. Bearman^[4.2]、河井、石崎^[4.16]の研究を参照することにする。渦は抗力が最小になるような並び方をするという Kronauer の条件を用いて、Bearman は抗力係数と Strouhal 数の積 $S_t C_D$ と渦の流出速度 U_N との関係を導いている。それによると $S_t C_D$ は U_N/U が 0.69 のとき、最大値 0.272 となることになっている。本実験結果による $S_t C_D$ は $\beta = 0.67$ と $\beta = 0.83$ で、それぞれ 0.329, 0.293 となり、この理論はこの極值的な現象を完全には説明できない。しかし、 $\beta = 0.67$ の状態が理論の最大値の状態に近いものと考え、 $\beta = 0.83$ の状態が理論の最大値からややはずれた値をとるものとする。すなわち、 U_N/U がそれぞれ 0.69 と 0.70 程度であるとしよう。すると Kronauer

の条件から渦列の間隔 b と同じ列の渦の間隔 a との比 b/a が求められ、0.41 と 0.40 となる。これは Kármán の渦の安定理論から導かれる値 0.281 に比してかなり流れ方向につづまった渦列といえることができる。

一方、Roshko は背面にある流体が剥離流に隣接していると考え、剥離流の速度 U_b と一般流の速度 U との比 K を Bernoulli の定理から次のように与えている。

$$K = U_b / U = \sqrt{1 - c_b} \quad \dots\dots\dots (4.8)$$

背圧 c_b として、表 4.2.1 の c_{bave} を用いると、 K はそれぞれ 1.72 と 1.63 になる。

Bearman は universal Strouhal 数 S_B を剥離流の速度 U_b と渦列間隔 b で定めている。

$$S_B = n \cdot b / U_b = S_t b / (K h) \quad \dots\dots\dots (4.9)$$

一方、 S_t と渦の流出速度 U_N との関係は、

$$U_N / U = S_t q / h \quad \dots\dots\dots (4.10)$$

であるから、上の 2 式から、

$$S_B = \frac{1}{K} \left(\frac{b}{a} \right) \cdot \left(\frac{U_N}{U} \right) \quad \dots\dots\dots (4.11)$$

となり、前述の仮定を用いると、 S_B はそれぞれ 0.165、0.172 となって Bearman が提示している値 0.181 よりも小さい。これはこのような背面の負圧が強い現象がこれまで見出されていなかったので Bearman の論文にも K の値がこんなに大きい場合はとりあげられていない。

このようにポテンシャル渦列と Kronauer の条件を仮定した理論は、もっとも整然とした渦が発生するこれらの現象を説明することは難かしく、むしろ Bearman の Splitter plate 模型や base bleed 模型、河井、石崎の傾き角をもった角柱といった、より攪乱された渦列の現象を説明できるという結果になる。

しかしながら、この理論はこれらの模型周辺の流れの形態を考えるのにかなり役に立つ。たとえば、一旦 S_B の値が求まれば、(4.9) 式から模型の見付巾 h と、渦列間隔 b との比を求めることができる。すなわち、

$$h/b = S_B (K / S_t) \quad \dots\dots\dots (4.12)$$

所要の値を代入すれば、 h/b は $\beta = 0.67$ のとき 2.29, $\beta = 0.83$ のとき 2.34 となる。これらの値が正しいかどうかは何らかの方法で流れを観察しなければわからないことではあるが、一般の 2 次元模型の場合に比べて渦列間隔が広がるであろうということは、これらの断面形が強い循環をもつ渦の成長に適していることから理解できる。また $\beta = 0.83$ の場合の渦列間隔がより広がることは、渦の成長領域が $\beta = 0.67$ までは模型の背面であるのに対して、 $\beta = 0.83$ 以上では模型の側面になるのではないかとすることを予測することができる。このように考えると、図 4.2.4 に示した変動力のパワースペクトルで流れ方向に薄い断面で揚力変動成分をもつ抗力変動が現われるが、流れ方向に厚い断面ではそれがみられないことや、 $\beta = 0.67$ では変動抗力が極値をとるのに対して、 $\beta = 0.83$ では変動揚力が極値をとることがうまく説明できる。

また、この理論で河井、石崎が導いた式を用いて、個々の渦がもつ循環 Γ を計算することができる。 Γ を U と h で無次元化して表わすと、

$$\frac{\Gamma}{Uh} = \frac{2}{St} \left(1 - \frac{UN}{U} \right) \left(\frac{UN}{U} \right) \coth \frac{b}{a} \pi \quad \cdots \cdots \cdots (4.13)$$

所要の値を代入すれば Γ/Uh は、 β が 0.67 と、 $\beta = 0.83$ ではそれぞれ 4.02, 4.12 となり、 $\beta = 0.83$ の場合の方が強い循環が生じることがわかる。また、剥離流に生じている渦度が周期的な渦になる割合 e も次式で計算できて、

$$e = \frac{4}{K^2} \left(1 - \frac{UN}{U} \right) \frac{UN}{U} \coth \frac{b}{a} \pi \quad \cdots \cdots \cdots (4.14)$$

それぞれ、0.34, 0.37 となる。結局、 $\beta = 0.67$ の場合の方が生じる渦度は強いが、循環になる率は小さく、 $\beta = 0.83$ は周期的な渦がもっとも生じやすい断面形であることになる。以上の考察における個々の数値の正確さについては今後何らかの方法で観察する必要があるが、定性的には正しい結論が得られているものと思われる。

(b) 乱れの影響

以上考察した一様流中での渦の発生機構は非常に繊細なもので、その原因は主として剥離流の不安定な性質によるものである。したがって、剥離流を少し刺激するだけで、渦に成長する前の段階で乱れてしまう。この現象は平板から剥離する流れについて Bearman^(4.5) が見出ししている。また筆者も 5 章で述べるように流れ方向に細長い長方形断面をもつ模型の側面における圧の変動からその現象を推察している。剥離流が乱れると渦が成長しにくくなることや、その乱れによる連行効果のために、流れの変動的な性質はもちろん、平均的な流れの形態をも変えてしまう。ここでは乱れの強さ 9.9%, 流れ方向のスケール 5.3 cm の乱流

中において、各模型に生じる変動力を取りあげることにする。

図 4.2.6 は乱流中において、各種の断面形をもつ模型に生じる変動揚力、変動抗力をそれぞれ変動力係数 C_{Lf} , C_{Df} で表わしたものである。前項で述べた一様流中の場合ほど断面形に対する顕著な変化は現われていない。全般的にみて、揚力変動は一様流中の場合よりも小さく、抗力変動は一様流中の場合よりも大きくなっている。しかし、揚力変動については β が 0.5 以下や 2.0 以上で乱流中の場合の方がむしろ大きい。また、この変動揚力係数は見付巾 h によって無次元化しているのので、側面における圧の変動を考えた場合、流れの方向に薄い断面をもつものに対しては必然的に小さく評価されることになる。したがって、これを側面の巾 b によって無次元化し、側面単位面積当りの変動圧 c_{fave} に換算すると図 4.2.7 のようになる。

この β の範囲内では β の増加に対して、乱流中の平均圧 c_{fave} は単調減少する傾向が得られる。そして、もしさらに小さい β の値まで実験を拡張すれば、 β の変化に対する極大が存在する可能性もある。一様流の場合は同じ操作をしても、変動圧は β が 0.8 のときの極大は存在するため、乱流中では現象は β の値の小さい方へ移行する性質があるものと思われる。このことは、図 4.2.5 に示した Strouhal 数の β に対する変化の様子からも推察される。

力の変動を周波数分析するために、図 4.2.8 (a) に揚力変動が一様流とはほぼ同じパワーを示す $\beta = 0.5$ の場合のパワースペクトルを示す。揚力変動については渦によるパワーの集中度がやや少なくなった程度で、乱流中でも変動の主成分は Kármán 渦状の渦であることに

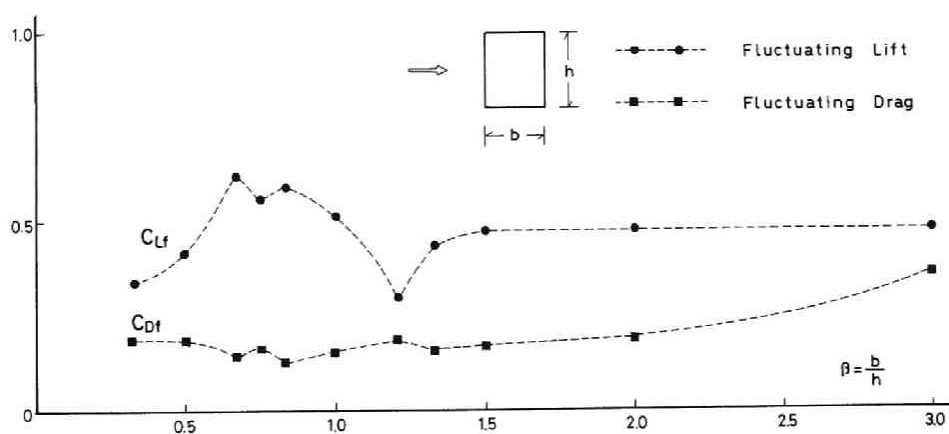


図 4.2.6 各種断面形に生じる揚力変動と抗力変動（乱流）

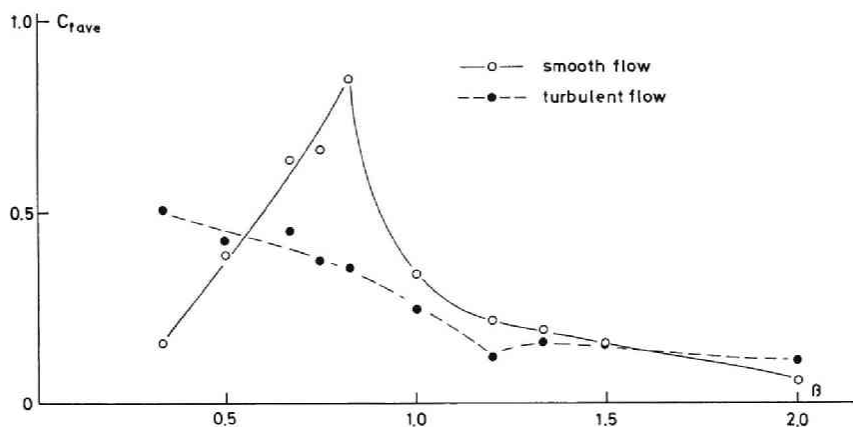


図 4.2.7 各種断面形における平均変動風圧

変りがない。抗力変動には、この格子乱流の energy containing eddy に相当する 44 Hz のパワーが含まれやすいと思われるが、その影響はわからない。低周波域のパワーはむしろ一様流の場合より減少している。しかし、一様流での考察を敷衍すれば、この断面形は渦が最も成長しやすいものよりも流れ方向に細長いのであるから、低周波域のパワーはもっと小さくなってよく、揚力変動の渦による周波数成分の 2 倍の成分がこれほどはっきりと出なくてもよいはずである。したがって、単に渦の成長しやすい断面形が乱れによって β の小さい方へ移動すると云うことだけではなく、流れの形態は単に一様流のものを敷衍して考えられるものではないことがわかる。その 1 例として $\beta = 0.33$ の場合を図 4.2.8 (b) に示す。揚力変動は中心周波数 23 Hz と 43 Hz とに 2 つの極大値をもち、周波数の低い方は抗力変動と関係があり、周波数の高い方は抗力とは別個の変動である。このような流れの形態を推測することは難かしい。Strouhal 数の連続性から判断すると、 $\beta = 0.5$ の場合が 0.118 であるから、Strouhal 数が 0.113 となる低い方の周波数成分が通常の Kármán 渦状の渦に相当する。この渦はこれまでの考え方から判断すると、また抗力変動に低い方の周波数をもつ渦の 2 倍の周波数成分があることから背面に接して成長し、流出するものであることは明らかである。一方、周波数の高い変動をもつ渦は側面に接して生じる渦によるものではないかと思われる。一様流では側面に再付着する剥離流は小規模で、ほとんどが背面に接する渦となったが、流れに乱れが含まれ、剥離流が早期に乱されるとその乱れによる連行効果によって剥離流の再付着は盛んになるため、そのような流れの形態が考えられ、それはこれまでまったく考え得なかったものである。

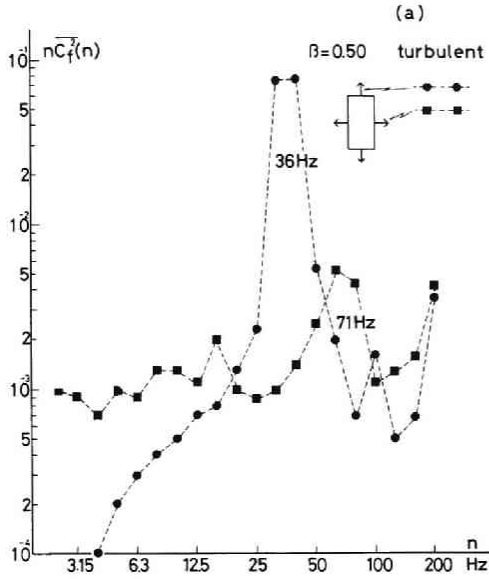


図 4.2.8 各種断面に生じる揚力変動と
抗力変動のパワースペクトル
(乱流), (a) $\beta = 0.50$

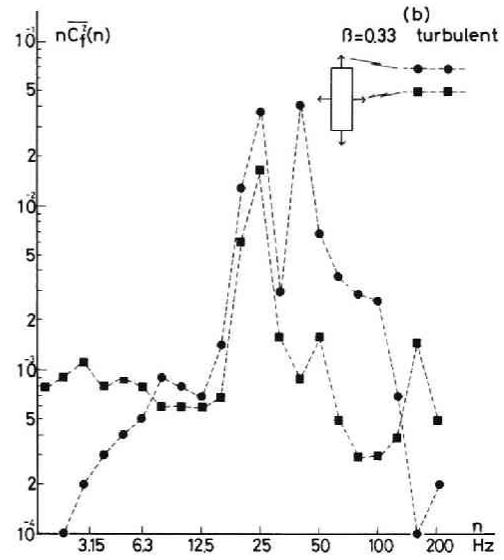


図 4.2.8 (b) $\beta = 0.33$

なお、この場合も抗力変動は流れの速度変動をよく受け継いでいるとはいえない。むしろ、図 4.2.8 (c) に示す流れ方向に細長い断面の方が、速度変動をよく受け継いでいる可能性がある。この乱流格子による乱流は、20 Hz ~ 100 Hz に強い変動成分をもつものであるからそのように考えられるのだが、真実はこれだけではわからない。3章の結果によれば、このように流れ直角方向に細長い風上面に作用する風圧力は風上面に達するまでの流れのゆがみ方が2次元的であるため、1点の風速変動で表わされるような力ではなく、細長い方向の風速変動の拡がりを考えるいわゆる lattice

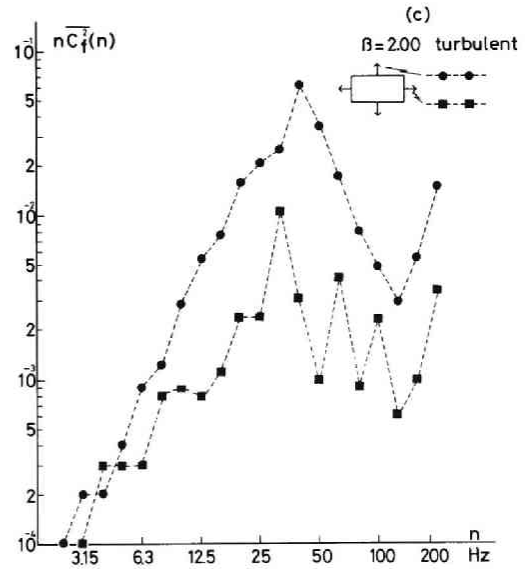


図 4.2.8 (c) $\beta = 2.00$

theory によるもので説明されるということであった。その意味では、図 4.2.8 に示した 3 つの断面は $\beta = 0.33$ のものが見付巾が広いだけで、よく似た条件になるはずである。つまり、変動力が風上面に作用するものだけならば aerodynamic admittance をつくればよく似たものが得られるであろうということである。しかし、現実には背面の圧による影響が大きいので、aerodynamic admittance はあまり意味がない。河井、石崎は背面における風圧変動と前項で述べた剥離流の速度を表わすパラメータ K との関係を求めている。一様流中における背面の風圧変動は、抗力変動と同じ意味をもつため、ここでは抗力変動と K との関係を求めることにした。結果は図 4.2.9 に示す。一様流のものを含めたのは風上面の変動がなければ、

このようになるのではないかという目安のためである。散らばりは大きいが一様流の場合は K が大きいほど抗力変動も強いという傾向がみられる。この散らばりは渦度の生成量が同じでも前縁剥離の場合は渦の成長する領域が微妙に変化するために生じるものであらうと思われる。これに対して乱流中の抗力変動は背面の事情に関係がないように思われる。しかしながら、 K の大きい場合に一様流

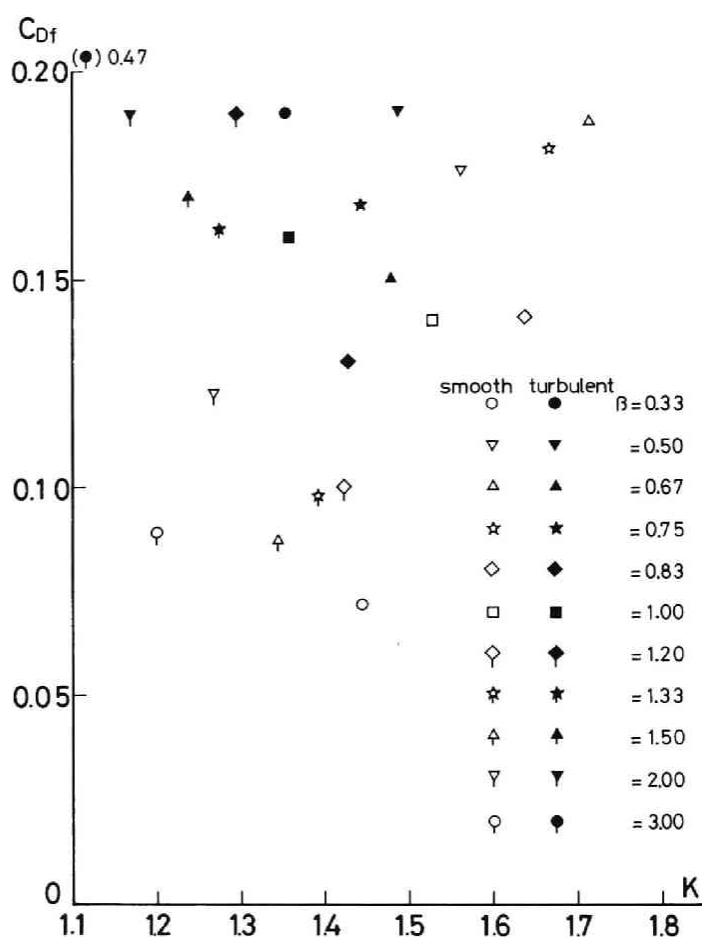


図 4.2.9 剥離流の速度を表わすパラメータ K に対する抗力変動係数

の場合と乱流の場合に抗力変動が同じ程度で K が小さくなると差が広がるということは K が大きい場合には風下面における変動が大きく、 K が小さい場合には風上面における変動が大きくなるということを示している。 K が小さいということは、断面形が流れ方向に長いということの意味しているから、流れ方向に長い断面形は乱れ^動の速度変形を受け継いだ抗力変動が生じやすいということになる。その傾向は、図 4.2.8 に示した抗力変動のパワースペクトルからも理解できることである。これらの角柱に当る流れは流れの方向と、角柱の軸方向とに直角な方向にゆがみを受けることになる。このとき、断面形が流れ方向に短い場合と長い場合とではゆがみを受ける度合が異なり、断面形が流れ方向に長い場合はゆがみを受ける度合が小さいといえる。

$\beta = 2.0$ の場合、揚力変動には低周波成分が増大し、渦による極大値もばやけて、剥離流の乱れによる影響が現われていることから、流れ方向に細長い断面のものでは、Kármán 渦状の渦が発生しにくいことがわかる。

結局、一般流に含まれる乱れによる影響としては、剥離流が剥離直後から乱れるため模型側面に接する流体を連行し、そこでの負圧が強くなるため、剥離流が側面に吸引されて、再付着現象を早める。したがって、一様流の場合よりも断面形が流れ方向に薄いときに渦がよく成長するようになる。しかし、剥離流が乱れているために流れの形態はより複雑である。断面形が流れ方向に長いと乱れの速度変動を抗力変動として受け継ぎやすいといえる。

(c) 傾き角がある場合の変動力

流れに対して断面が傾けば、当然のことながら流れの形態は変化する。流れに対する断面の傾きが小さい場合は必ず前縁の 2 つの角で剥離流が発生するのに対して、この場合はそのようになるとは限らないし、構造物の自然の状態ではむしろ、対角で剥離することの方が多いと考えられる。前縁での剥離から、この対角での剥離に移行するとき流れの形態は大きく変化することが予測され、この点を中心に観察することにした。

図 4.2.10 (a),(b) はそれぞれ断面の辺の比が $1 : 0.83$ のものと、 $1 : 0.5$ のものを図に示すように、 0° から 90° まで回転させたときの変動力係数の変化の様子を短辺方向と長辺方向に分けて示したものである。また、図 4.2.11 (a),(b) は同じ模型を 0° から 90° まで回転させたときの Strouhal 数の変化の様子を示している。これらの無次元量はいずれも流れに対する断面の見付巾 d を用いて無次元化されたものであることに注意すべきである。これらの図から、まずわかる大体の傾向は、現象が、傾き角が 0° や 90° に近い場合と、傾き角が中間の場合とに分けることができるということである。傾き角が小さい場合について

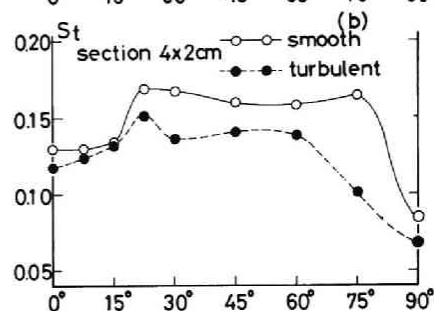
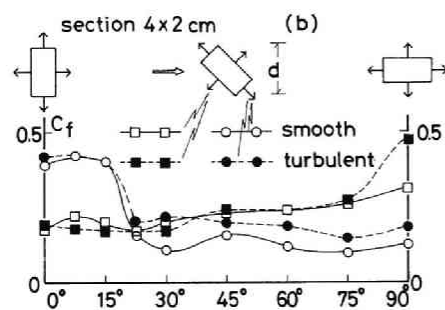
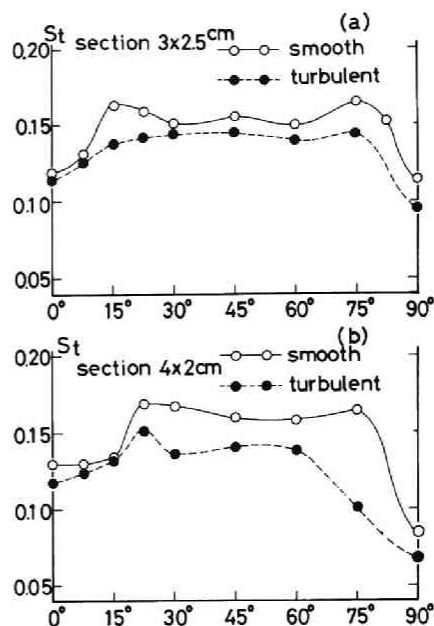
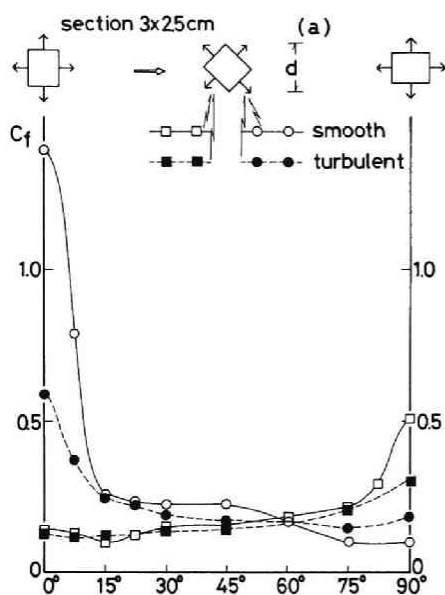


図 4.2.11 傾き角の変化に伴う Strouhal 数の変化
(a)断面形 1 : 0.83, (b)断面形 1 : 0.5

図 4.2.10 傾き角の変化に伴う変動力の変化
(a)断面形 1 : 0.83
(b)断面形 1 : 0.5

は、前に詳しく考察したように、流れに乱れが含まれているかどうかということや断面形の違いが大きく影響するのに対して、傾き角が 45° 前後の場合は、全体としてあまり大きな違いがないということである。これは概して主な剥離点が前縁にあるか、対角になるかということに起因していると考えられる。ここで主な剥離点というのは、そこで剥離した流れの大部分が後流になる剥離点で、たとえもっとも風上側の角で小規模な剥離が生じて、すぐその面の風下側から再び剥離するような場合、主な剥離点是对角剥離形になるという意味である。これらの図からどの角度が前縁剥離形から対角剥離形に移るかということを見るのは

難しく、これらの現象は角度の変化に対してかなり連続的に変化するものであることがわかる。

図 4.2.10 (a), 図 4.2.11 (a) の正方形に近い方の断面についてみると、前に調べた $\beta = 0.83$ の場合の大きい揚力変動が、断面形や乱れのみならず、傾き角の変化にもかなり鋭敏であることがわかる。すなわち、断面が 7.5° 傾けば揚力変動は半分に低下し、Strouhal 数は大きくなる。これは上に述べた側面での再付着、再剥離現象が生じていることを示し、傾き角 15° ではほぼ対角剥離形になっている。そして、傾き角 75° までは対角剥離形である。傾き角 75° を越えると前縁での剥離が盛んになるが、この場合は再付着が生じやすいので、完全な前縁剥離形にはなりにくい。したがって、断面形が流れ方向に細長いときは主な剥離点の移行は緩やかである。一方、図 4.2.10 (b), 図 4.2.11 (b) の細長い断面についてもほぼ同様の傾向を示すが、傾き角 0° から 15° ぐらいまで前縁剥離形で 22.5° で急激に対角剥離形に移行する。このとき、一様流中の傾き角 7.5° の変動力は 0° のものよりもやや大きくなり、断面が細長いほどこの現象が顕著になってくる。この力は短辺の、しかも風上側の面のみにおける圧によって生じると考えられるため、そこでの圧の変動はかなり強くなる。その他の傾き角の場合についての対角剥離形では、長辺方向での変動が小さくなるように思われるがこれも受圧面積が小さいためであって、現象的には前の断面形の場合と変らない。

前縁剥離形については前節で傾き角がない場合として詳しく検討したので、対角剥離形について、変動力の周波数分析をする。図 4.2.12 (a), (b) は変動力がほぼ等しい $1 : 0.83$ 断面の傾き角 60° の場合と $1 : 0.5$ 断面の傾き角 22.5° の場合の変動力のパワースペクトルを表わしている。これらは長辺方向と短辺方向についても、また、一様流と乱流という条件に対しても、変動力がほぼ等しいという場合を選んでいる。細長い方の断面の短辺方向の変動にやや低周波成分がみられ、対角での剥離が不完全であるとも思われるが、概してこれらのスペクトルは互いに似ており、変動の主成分はやはり Kármán 渦状の渦によるものであることがわかる。このように変動力が流れに含まれる乱れや断面形、傾き角にあまり影響されないということは興味がある。対角剥離では渦が成長する位置が風下側寄りになって、渦の物体への影響力が弱いこと、その位置で渦の成長を妨げるものがないため、ほぼ同じような渦が生成されること、物体に当たってから剥離するまでの距離が長く、その間にある程度乱れており、外からの乱れの影響力が弱いことなどがその原因であると考えられる。ただ、乱流の場合は剥離流の乱れが早く、後流の広がり早いために Strouhal 数は小さめになる。

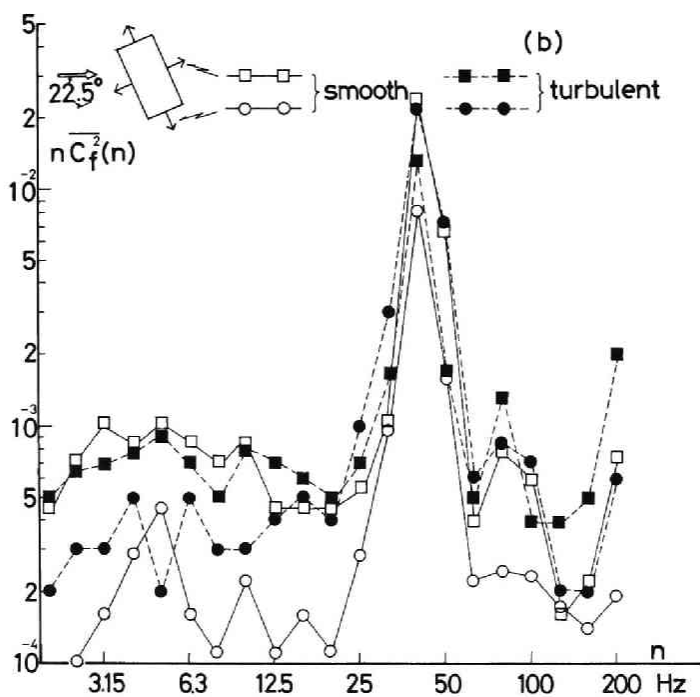
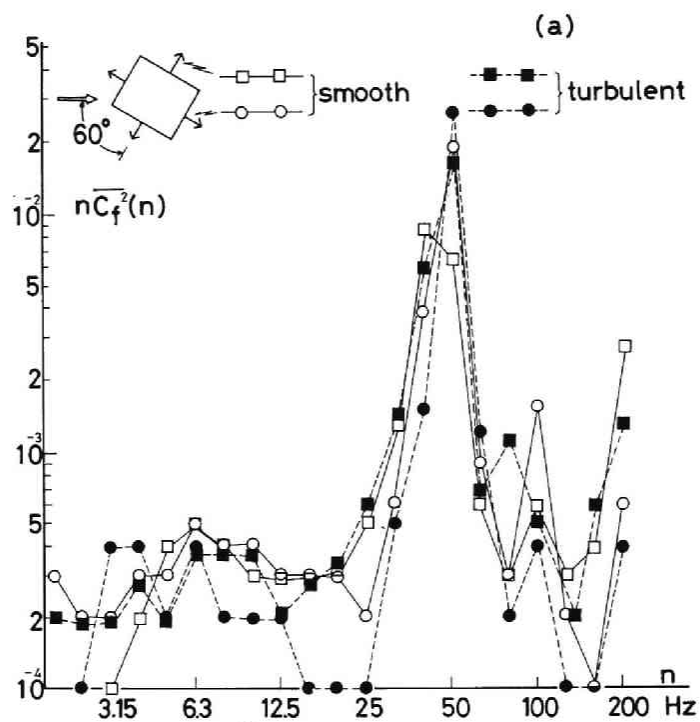


図 4. 2. 12 傾き角がある場合における変動力のパワースペクトルの例
(a)断面形 1 : 0. 83 , (b)断面形 1 : 0. 5

2.4 2次元模型に作用する変動力の特徴

3章1節で述べた変換器を用いて風洞流中の模型に生じる極めて小さい変位を検出し、それを変動力に換算できる装置を考案して長方形断面をもつ2次元模型に作用する変動力を測定した。

長方形断面2次元模型に作用する変動力は、Kármán渦状の渦によるものが主なものであるが、これを大別すると流れの剥離が2つの風上側の稜線で生じる場合と、断面が比較的大きな傾き角をもつときの対角線で生じる場合とになる。

前者を前縁剥離と称することになると、この場合は剥離流が発生するすぐ風下側の面に接して渦が成長することと、そのために模型の断面形状が渦の成長に影響することによって、流れに含まれる乱れの強さ、断面の形、傾き角のわずかな変化などに現象が左右される。本実験で乱れの少ない、いわゆる一様流中では、傾き角がなく流れ方向の長さが流れを直角方向の長さの0.83倍という断面の場合にもっとも強い揚力変動が生じ、その揚力変動係数は1.40であった。この値は正方形断面で0.67、断面の長さの比が0.75で0.99という値と比較して、かなり大きく、過去の静的な抗力の測定結果からも予測されることではあるが、断面形状の揚力変動に及ぼす影響は強い。この断面も乱流中では揚力変動係数が0.95、傾き角が 7.5° になると0.79というように急激に減少し、この現象自体がかなり繊細なものであることがわかった。この断面より流れ方向の長さが短く、薄い断面では揚力変動が減少すると同時に抗力変動に低周波成分が増加し、また渦による揚力変動の周波数の2倍の周波数成分をもつ変動が顕著である。一方、流れ方向に厚い断面では両側面への剥離流の再付着が盛んになり、渦による揚力変動は顕著ではあるが、抗力変動の低周波成分はなくなる。このとき抗力変動には渦による揚力変動の周波数の2倍の周波数成分をもつ変動も小さくなり、流れの対称性からは予測できないことではあるが、揚力変動と同じ周波数をもつものがその主成分となる。このような場合は流れの対称性が保持されにくくなり、渦列のどちらか一方に属する渦による変動のみが抗力変動を生じさせるためであると思われる。

流れに含まれる乱れの影響としては、剥離流を早期に乱し、その乱れによる連行効果のために剥離流の再付着を助長して、乱れの無い場合よりも流れ方向に薄い断面で再付着するようになる。したがって、一様流の場合よりも薄い断面で渦による変動圧が強くなるはずであるが、ここで用いた乱れは強く、別の流れの形態が生じるようになる。

もう一方の剥離形態を対角剥離と称することになれば、この場合は流れに含まれる乱れ、断面形、傾き角の変化などにあまり影響されず、渦による変動力が主成分であるが、変動力係数が0.15～2.0程度、Strouhal数はとくに再付着に盛んな場合を除いて一様流で

0.16, 乱流で0.14前後となる。この剥離形態は急激な剪断の変化をうける前縁剥離とは対称的に風上面に沿った流れが滑らかに剥離すること、渦を形成する位置に物体の存在が障害となることが少ないこと、剥離寸前の境界層で予め乱れが生じており、外からの乱れによる刺激の効果が小さいことなどがこの現象を安定なものにしている。

剥離形態が前縁形から対角形に移る臨界傾き角といったものはとくに再付着が盛んになる流れ方向に厚い断面形でははっきりしないが、断面の薄い断面形ではかなりよくわかり、1 : 0.33で25°ぐらい、1 : 0.5で20°ぐらいと、断面が厚くなるほど小さく、しかも不明瞭になっていく。

§ 3 風圧変動

3.1 概 説

抗力、揚力というような力の測定は1つの測定データによって済ますことができるが、圧の測定は模型表面のあらゆる点のデータが必要であり、それが変動量であれば同時測定でないと価値がなくなる。このような条件を完全に満たすことは限られた設備や労力では無理であって、どうしても限られた場合についてのみを扱うということにならざるを得ない。また、3章1節で述べた圧の検出方法を用いるならば、模型の大きさをあまり小さくすることはできず、一方、風洞の大きさから模型の大きさも制限されてくる。結局、ここでは1節で用いた大きい方の断面についてのみ扱うことにする。そうすれば、必然的に流れ方向に短い断面形の場合が除かれることになるが、それは前節での力の測定において、渦による周期的な力が変動の主成分であることがわかっているので、圧を測定しても、ほぼ様な分布が得られるものと推定される。

3.2 実験方法

風洞その他の実験条件は1節で述べたものとまったく同じである。模型の断面も4 cm × 4 cm, 4 cm × 6 cm, 4 cm × 8 cm, 4 cm × 12 cm, 4 cm × 16 cm, 4 cm × 30 cm, の6種類である。乱流を得るための乱流格子も1節で用いたものと同じで、乱れの強さは7%, 変動スケールは2.5 cmである。

変動圧の測定には3章1節で詳述したように、市販されているダイヤフラム半導体歪ゲージ型に短い圧の導入管をつけたものを検出器として用いた。検出器からの出力は実効値計に接続して目読し、さらに解析が必要な場合はデータレコーダに収録した。同時測定は最高4

成分までである。スペクトル解析は前節と同じくデータレコーダの出力を $\frac{1}{3}$ オクターブバンドパスフィルターを用い、関連の計算はデータレコーダの出力をAD変換して、デジタル計算機により行った。

3.3 実験結果と考察

(a) 変動圧分布

測定結果は図 4.3.1 に示す通りである。図の値は変動圧の実効値を速度圧で除した風圧係数であり、とくに名称もないので、変動風圧係数と呼ぶことにする。これらの値はすべて正の値であるが、とくに理由もなく、風上面のものは断面の内側に、その他のものは断面の外側に値を記入している。一様流中の風上壁面での変動は流れに含まれる乱れの強さと比較すると数倍大きく、風洞雑音の混入も考えられないことはない。しかし、側面での風圧変動の大きい正方形に近い断面の場合ほど大きく、側面での変動が小さく細長い断面ほど小さくなることを考えると渦の発生位置から離れていても、圧としての伝播はあるようである。これは模型まわりの音場の発生を連想させ、流れの形態とは関係なく圧の変動が生じ得ることを感じさせる。確かにそのような成分も皆無ではないと思われるが、強さの分布にかなりの差異が認められることから、これらの分布は変動の発生原因である局所的な流れの形態の挙動を反映しているものと考えてよいようである。

変動圧の強さは渦の発生領域に接した側面で大きく、とくに正方形断面に近いものほど大きい。この傾向は1節の風圧分布で負圧が強いものの傾向と大略一致しており、負圧の強くなる原因が渦による連行結果であるという推定が正しいことを証明している。また一つの断面形をとってみても、傾き角がある場合の風下の隅角部で変動が強くなる傾向が見られ、1節の図 4.1.3 (b) に示す静的な風圧分布も、またわずかであるが負圧が強くなっていることがわかる。つぎに、一様流中の傾き角がない場合の側面の変動圧を2節で求めた揚力変動と比較する。正方形断面の値を反対側の側面もまったく同じ分布で逆位相だと仮定すると、変動揚力係数は約 1.1 となり、Vickery^(4.1) の求めた値 1.3 に近くなるが、2節で得られた値 0.67 よりもかなり大きい。これは2節で述べたように 1.1 の中には揚力変動に寄与しない局所的な変動圧を含んでいるものと考えることができる。 $\beta = 1.5, 2.0, 3.0$ のものについても、それぞれ変動圧を2倍して作用面積と見付面積とを考慮して揚力係数の形に直すと 0.90, 0.74, 0.48 となるが、2節で求めた値は 0.48, 0.31, 0.28 となっていていずれも小さくなっていることがわかる。また、変動圧の揚力変動に寄付する割合は正方形断面から順に 61%, 53%, 42%, 58% となっている。本章のこれまでの議論では正方形断面よりも

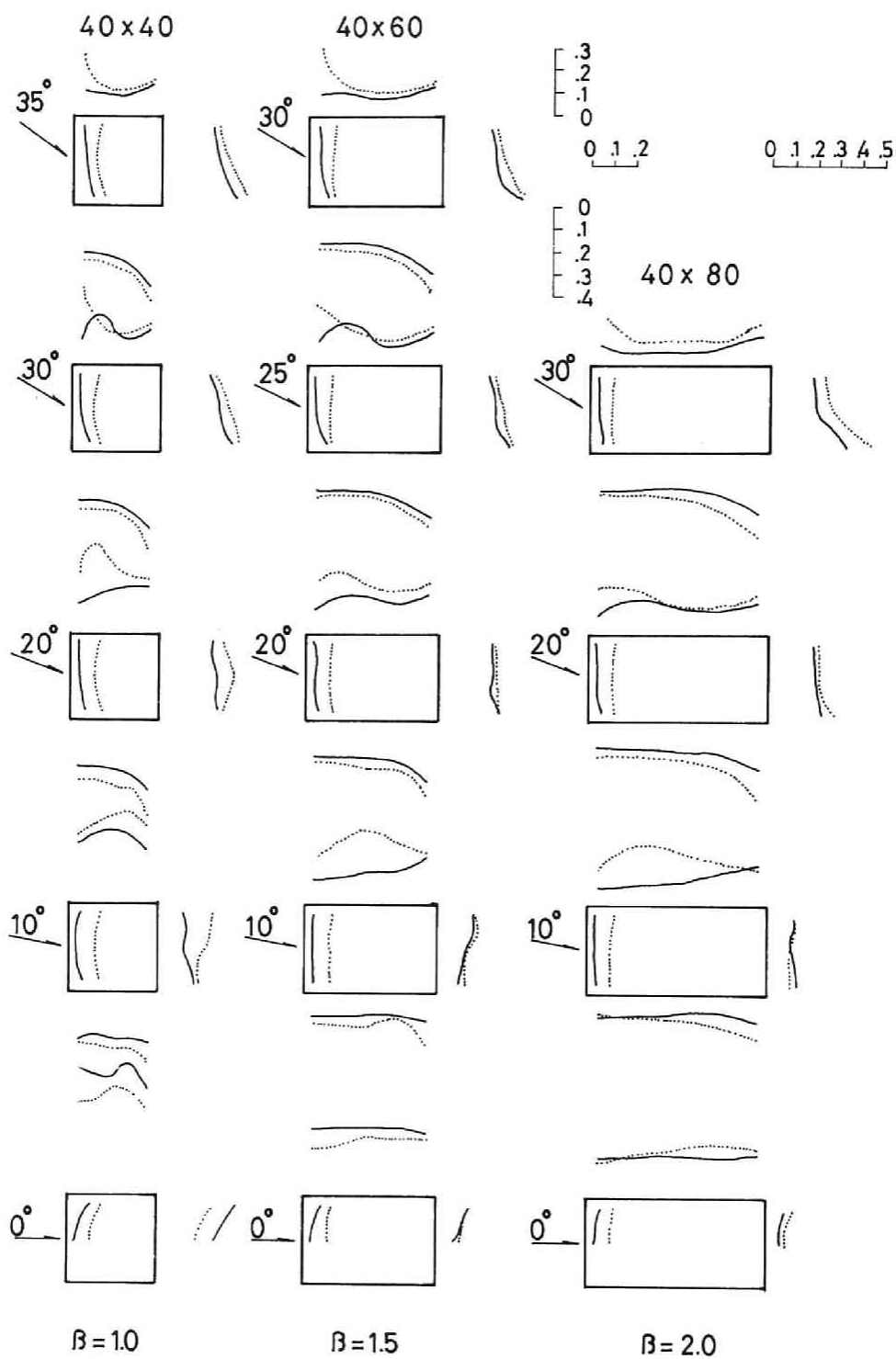
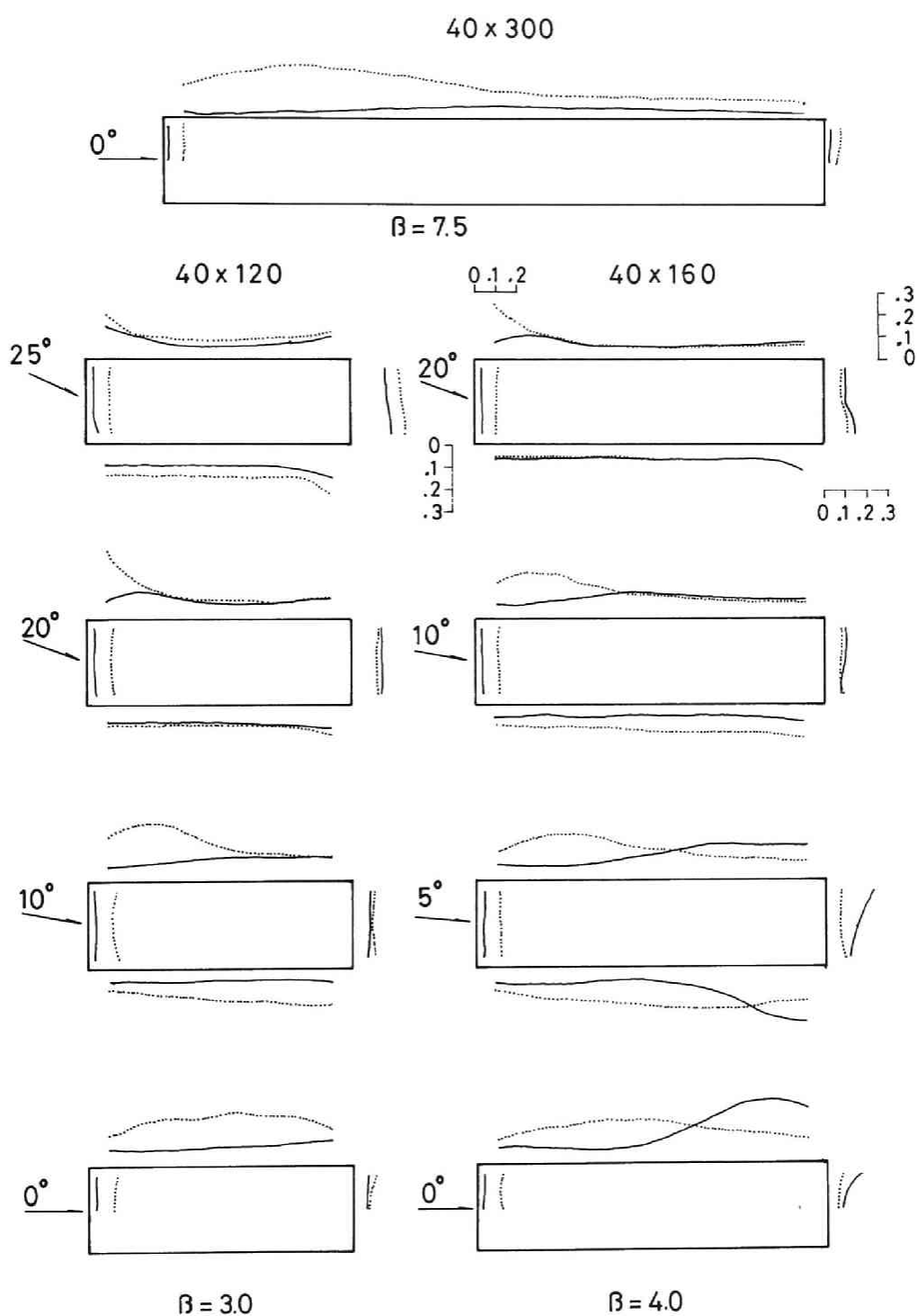


図 4.3.1 各種長方形断面に生じる変動圧の分布
(a) $1 \leq \beta \leq 2$



4.3.1 (b) $3 \leq \beta \leq 7.5$

少し流れ方向に短い断面で周期的に発生する渦による揚力変動が最大になることから、そのような断面形ではこの種の渦が生成しやすいという結論を導いている。したがって、変動圧のうち周期的なものによって占められる割合もそのような断面形では大きいものと考えることができる。正方形断面から $\beta = 2.0$ の断面まではその考えに沿った結果になっているが、 $\beta = 3.0$ ではかえって周期的な渦になる割合が増している。そして $\beta = 4.0$ になると断面の下流側でかなり強い風圧変動が観察されるが、この場合、周期的な渦の発生に適したもう一つの流れの形態を形成していることが推察される。この場合のさらに詳しい観察は後述することにする。

傾き角や流れに含まれる乱れのために剥離流の主流が側面に再付着すると、静的な圧のもっとも高い部分から上流寄で強い圧の変動が観察される。この現象のために再付着しやすい乱流の場合の方が一様流の場合よりも強い変動圧を示すようになる。しかし、これらは周期的な揚力抗力変動に寄与することは少なく、ランダム変動に近いものである。

(b) 変動圧の同時記録の一例

変動圧のうち、周期的な成分がどれくらい含まれているかをみるためには変動圧のスペクトル解析をすればよいように思われるが、各点の記録をすべてスペクトル解析することは多大な労力が必要である。ここではより簡単に $\beta = 1.5$ の場合の一様流中の変動を同時記録で調べることにする。しかし、圧力変換器は4成分しかないので、1点は固定しておき、3の3成分を他の各点に移動させて、固定された点における変動波形がよく似た繰り返しをするときの他点のデータを重ね合わせることによって、同時記録のようなものとした。波形の観測はデータレコーダの

出力を電磁オシログラフによって記録し、その振巾を読みとった。

波形の一例として、図4.3.2に傾き角 0° の場合の同時測定記録を示す。圧の強さに対する振巾の大きさは統一されていない。このように正弦波に近いものやランダム波のような

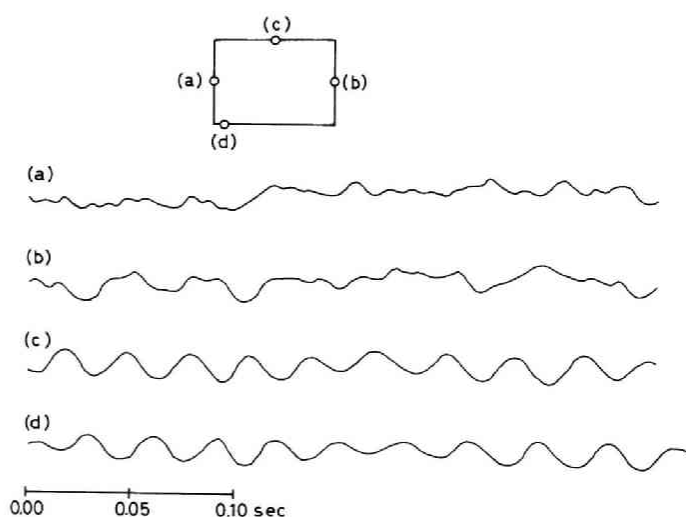


図 4.3.2 変動圧波形の例 ($\beta = 1.5$)

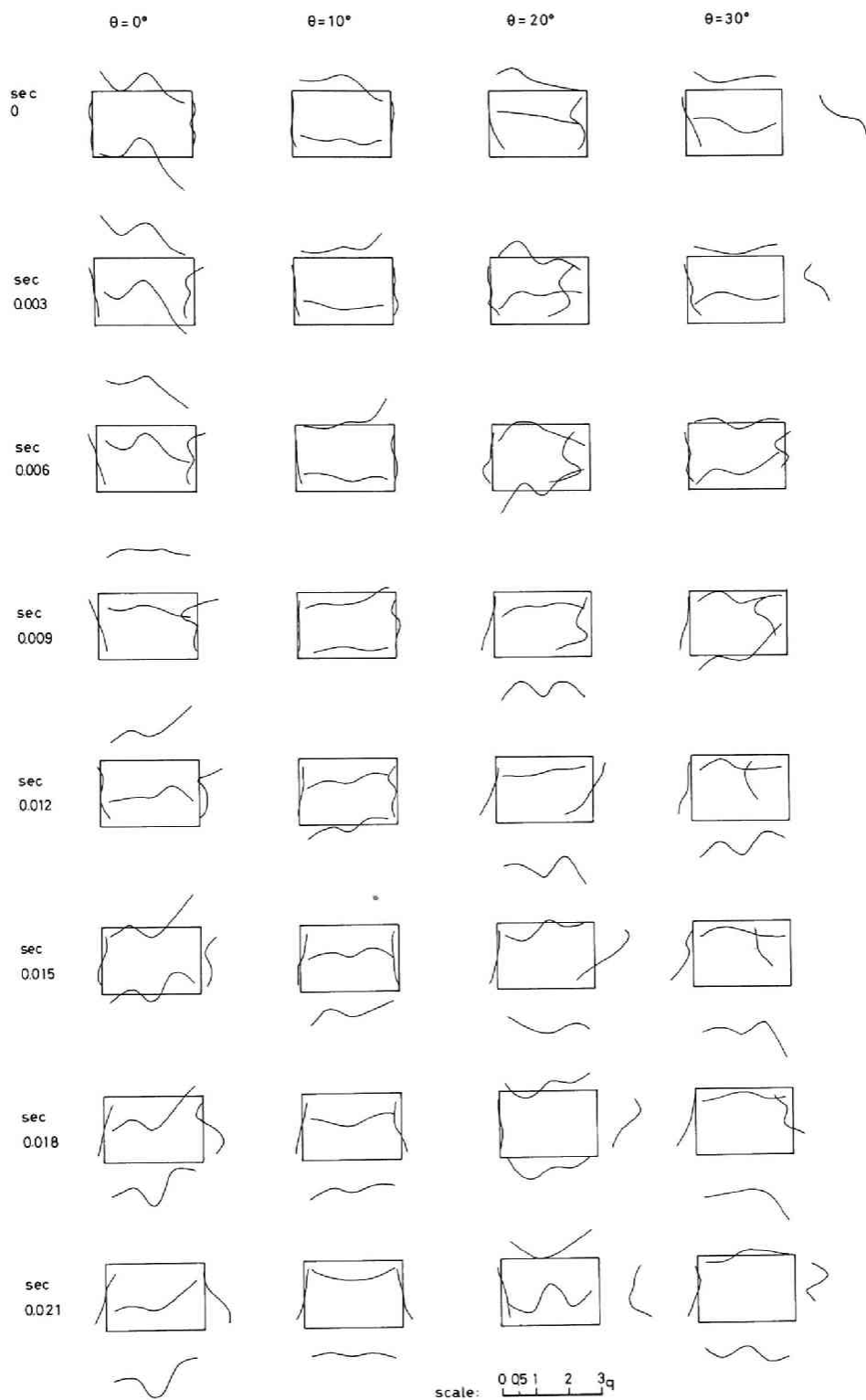


図 4.3.3 瞬時的な変動圧の分布の時間的な推移 ($\beta = 1.5$)

変動が場所により異なって観察される。

これらのデータを重ね合わせ、傾き角 0° , 10° , 20° , 30° の場合について瞬時の風圧分布とその変遷を図 4.3.3 に示す。移り変わる時間間隔を 3 msec として、もっとも長い周期の 0.7 期分にわたって記している。なおこれらの分布は変動成分についてのみ記しており、断面形の内側が正圧側、外側が負圧側である。この分布の時間的な変化から流れの形態の変化を推察することは難かしいが、以下のように考えることができるのではなかろうか。

傾き角がない場合の側面では、両方の面で正負の違いはあるがよく似た凹凸を示し、正負の極値ではそれがなくなっていることがわかる。圧が中位のところでは凹凸が顕著であり、負の極値のところには小さい渦の中心があるとすれば、片側で小さい渦が 2 個、その反対側では 1 個の渦が存在していることになる。1 個の渦は前縁から渦度の補給をうけて成長するが、2 個の渦は干渉しあってより小さい渦に分裂する。この最終的な状態が揚力の一方の極値となる。その後、1 個の渦は流出し始めるが、周囲の流体を連行するために負圧は残っている。次の段階としては、渦がまた 2 個生じ、その反対側で 1 個の渦が成長する。そして、このような機構がくり返されて、揚力が周期的に変動する。傾き角が小さい場合はこの機構が生じているようであるが、傾き角が大きくなるとより複雑である。

次に側面上の 2 点の同時測定記録から、中央の点を基準とした 2 点間の変動 coherence を求め、多くの coherence を合成して周波数別の空間相関を求めて図示すると、図 4.3.4

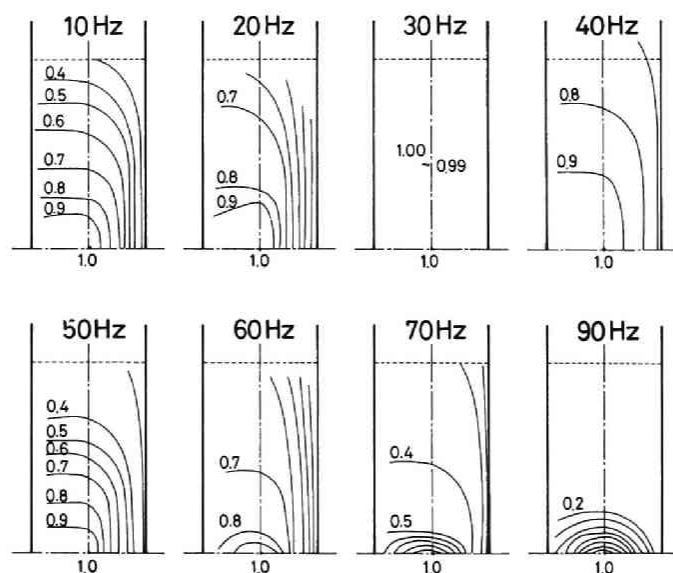


図 4.3.4 側面中央点を基準とした周波数別相関

のようになる。Kármán 渦状の渦による変動の相関は大きく、主としてこの変動成分が揚力変動となっていることがわかる。したがって、Vickery^(4.4) の行なった揚力変動に対する変動圧の空間相関による補正はあまり意味がないことになる。

(c) 周期性のある2次的な渦が生じる断面形

断面形が流れ方向に細長くなればなるほど、渦の生じる領域における圧が上昇して、抗力が減少し、渦の強さも弱くなって揚力変動も小さくなるというのが、これまでの静的な圧の分布による考察の帰結であったが、 $\beta = 3.0 \sim 4.0$ になると再び渦による変動圧が上昇するという予期されない現象が見られた。変動圧分布は図4.3.1に示しているが、 $\beta = 4.0$ の場合についての変動圧の実態は、図4.3.5に示すようなものとなる。

この記録をみると、周期的な変動が卓越していること、および両側面の変動が逆位相にな

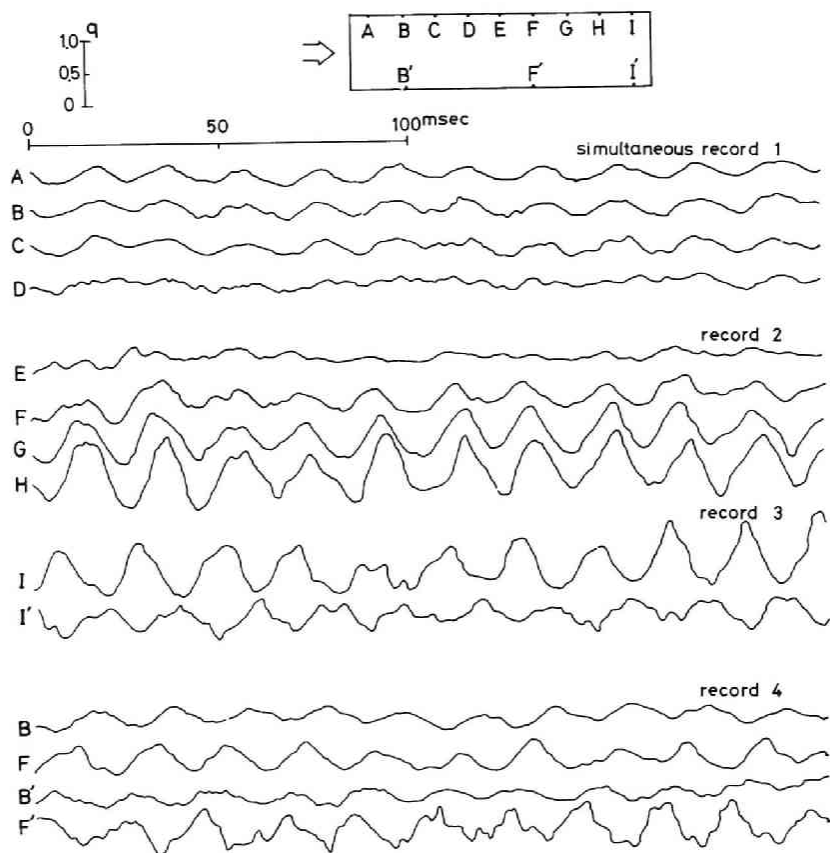


図 4.3.5 $\beta = 4.0$ の場合における変動圧の同時測定記録

って、一般に知られているより流れ方向に短い断面の場合と同様、Karman 渦状の渦による変動であることがわかる。しかし、側面の中ほどでは周期的な渦による変動は小さく、ランダム状の変動が見られることが特徴で、これを周期性のある2次的な渦による変動ということにする。図 4.1.2 に示した静的な圧の分布から推定される平均的な流れの形態は剥離流の主流が再付着する直前であり、standing vortex の外縁に沿って、渦度の強い剥離流が乱れながら、模型の近くでは明確な場を形成することなく、流れ去るというようなもので、図 4.3.5 のような変動を予測することは難かしかった。この図より推測される瞬間的な流れの形態は次のようなものであろう。すなわち、渦の発達する場所が両側面に前縁附近と後縁附近の2ヶ所ずつあって、そこで交互に渦が消長するということである。順を追って述べると、前縁寄りでは渦が発達している段階では後縁寄りでは渦は流れ去って存在しない。前縁寄りの渦が十分発達すると渦の成長する領域が一杯になり、その後方に新しい渦ができる。この渦は前縁からの渦度の補給を受け発達すると同時に前縁寄りの渦と干渉して前縁寄りの渦をこわす。その分裂した渦が、側面の中央部にみられる周波数の高いランダム状の変動をもたらす。後縁寄りの渦は Kármán の渦の安定性にしがたって流出する。これで1サイクルが終わる。完全な同時測定が得られないため、変動の位相関係の解明が難しく、図 4.3.5 の記録2からは点 F・G・H 間で位相のずれがあるように見えるが、相関計算の結果は大きい渦については位相のずれはなく、より小さい渦が流れるためにそのように見えるということがわかった。ここにはまた相互に対称な位置にある2点の圧の同時記録を入れた。これらの記録から、この断面形も流れの形態が対称にならないことがわかる。しかし、大きい渦によって構成される流れの形態は以上のようなものでよいと考えられる。このような形態の圧の測定から得られる Strouhal 数は $\beta = 3.0$ で 0.15, $\beta = 4.0$ で 0.13 となり、前節の $\beta = 3.0$ の揚力変動によるもの 0.068 とはかなり異なる。しかし、揚力変動のスペクトルには圧の Strouhal 数に相当するピークも存在することから、矛盾はない。つまり圧の変動は側面内での位相のずれがあるために、モーメントを生じさせるが、揚力としてあまり寄与しない。揚力としてはよりスケールの大きい渦が存在し、激しい圧の変動にかくれているものと考えざるを得ない。

3.4 2次元模型に生じる変動圧の特徴

測定装置の都合で、正方形よりも流れ方向に細長い断面に限って、風圧変動の強さの分布を求めた。これは前節の静的な圧の分布と対比すると、概略、負圧の強い場合が圧の変動も強いことがわかった。これは周期的な渦による連行効果があることを裏づけるものである。

また剥離流が再付着すると再付着点より風上側でランダム性の変動が強く、とくに再付着しやすい乱流中のものに対してこの種の変動が顕著であった。

一様流中の見付巾と流れ方向の長さが $1:1.5$ の断面形について、何点かの同時測定による分析の結果、側面の片側に渦が1個とその反対側の側面に渦が2個並ぶ流れの形態が考えられ、その場合は前節の $\beta = 0.83$ の場合のように1個ずつの渦ができるときよりも圧の変動が弱まることを見い出した。見付巾と流れ方向の長さとの比が $1:3$ ないし $1:4$ ぐらいになると両方の側面に渦が2個ずつ並ぶ流れの形態が現われ、後縁寄りで前のものより強い変動圧を観察した。

§ 4 結 論

種々の長方形断面をもつ2次元模型に作用する圧や力を簡単な解放型吹出風洞によって測定した。静的な圧の分布を積分して求めた抗力を他の研究者のものと比較すると、かなりよく一致することから、このような簡易な風洞実験設備でも模型の大きさ等に注意すれば十分な結果が得られることが証明できた。

傾き角のない一様流の場合は前縁から剥離する剥離流は両側面に接する渦を形成するが、断面形が流れ方向に短い、辺の比が $1:0.33$ のときは後方で両方の渦が干渉しあい、きれいな渦を形成することなく流出する。このときの背面の風圧係数は -1.1 程度、変動揚力係数は 0.1 程度である。このときはまた抗力変動として、渦の流出による揚力変動の2倍の周波数をもつ成分が観察される。断面が流れ方向にやや長くなると両方の渦の干渉が少なくなり、両側面での渦の成長が促進されて、揚力変動や背面での負圧が強くなる。辺の比が $1:0.67$ になると背面の負圧は最も強く、風圧係数は -2.1 程度となる。辺の比が $1:0.83$ では揚力変動が最も強くなり、変動揚力係数は 1.4 となる。このどちらの場合がよりきれいな渦が成長するのかということをポテンシャル渦の理論を借りて分析すると、生成する渦度は $1:0.67$ の方が強いが、渦自体は $1:0.83$ の場合が生長しやすいということになる。辺の比が $1:0.83$ の場合は抗力運動に揚力変動の2倍の周波数をもつ成分があまり目立たなくなり、揚力変動と同じ周波数成分の変動が顕著になる。これは明らかに流れが対称性を失っていることを示している。断面形がさらに流れ方向に長くなると、片側の側面で渦が複数個並びやすくなって、それらの渦の干渉によって渦が成長しにくくなり、揚力変動、背面の負圧が減少する。辺の比が $1:1.5$ になると片方の側面に2個、反対の側面に1個という流れの形態が考えられ、渦の成長は1個の方のみで生じている。辺の比が $1:3$ から $1:4$

ぐらいになると、両側面には2個ずつの渦が発生するという流れの形態が生じ、それらの渦が対角的に交互に消長するために揚力変動としてはあまり大きくならないが、圧の変動は強くなり、変動風圧係数が0.3ぐらいとなる。断面形が流れ方向にさらに細長くなると、剥離流の主流が再付着して、側面の前縁附近に安定な standing vortex が形成され、その渦が分裂するという形で渦が流出する。この流れの形態は standing vortex に伴うやや強い負圧ランダム性の圧の変動、背面の弱い負圧という現象を生じさせる。以上の考察を総合して、流れの形態を図示すると、図4.4.1のようになるものと思われる。

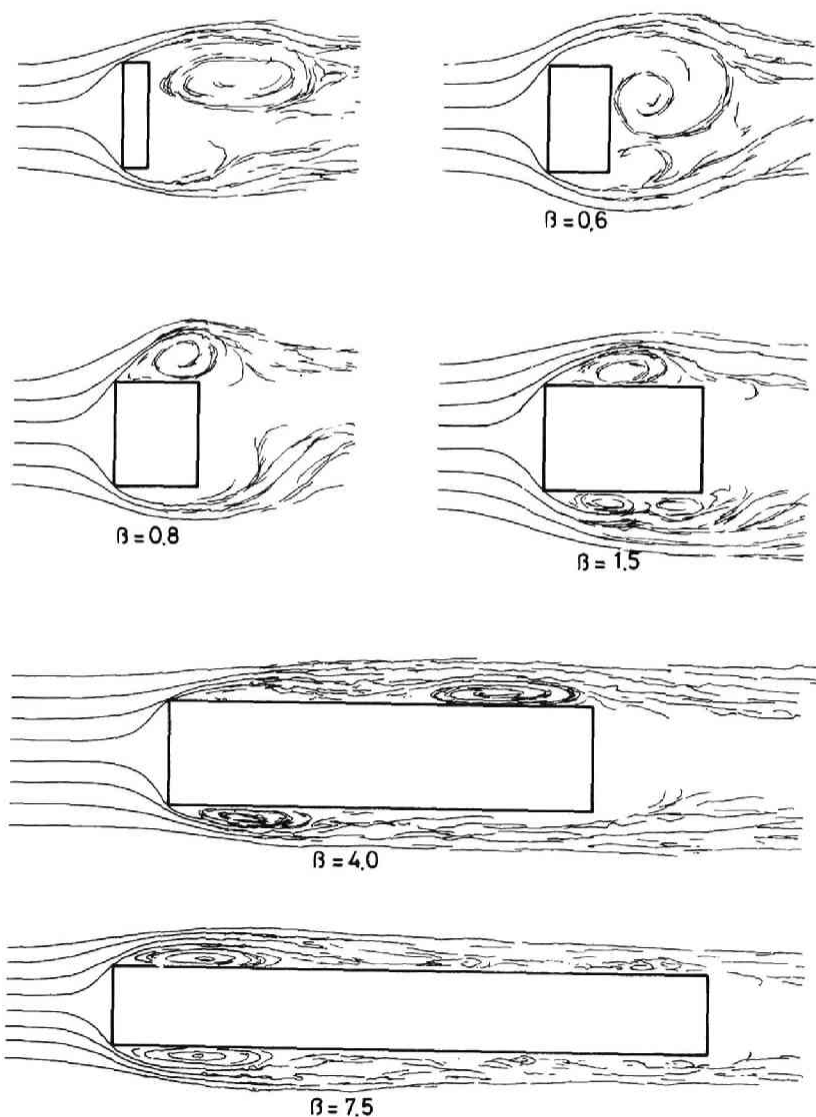


図4.4.1 推測される流れの形態

一般流に乱れが含まれていると、その乱れが剥離流の乱れを促進し、その連行効果によって、剥離流の再付着が生じやすいようになる。したがって、剥離流の乱れによる変動圧は強くなり、standing vortex の負圧も強くなる。断面が流れ方向に細長くなく剥離流の主流が再付着しない場合は、前述した一様流のものとあまり変わりなく、ただ抗力や揚力変動の極値ははっきりしなくなる。

小さい傾き角がある場合、流れ方向に短い断面では側面への剥離流の再付着はなく、流れ方向に長い断面では再付着が生じやすくなる。その再付着が生じる臨界状態でその側面における負圧が強くなる傾向がある。

傾き角が大きくなると、主な剥離現象は対角で生じるようになる。このような場合では多少の傾き角の変化、断面の違い、乱れの有無などにかかわらず、風圧分布、揚力変動、strouhal 数などは影響されない。このことから、そのような場合では流れの形態にも大きな差異が生じないものと考えられる。

参 考 文 献

- [4. 1] Bearman, P.W., " Investigation of the Flow behind a Two-Dimensional Model with a Blunt Trailing Edge and Fitted with a Splitter Plates", J. Fluid Mech., Vol 21, part 2, 1965, pp.241-255.
- [4. 2] Bearman, P.W., " On Vortex Street Wakes," J. Fluid Mech., Vol. 28, part 4, 1967, pp. 625-641.
- [4. 3] Bearman, P.W., " Some Effects of Turbulence on the Flow around Bluff Boddies ", Proc. of Symposium on Wind Effects on Buildings and Structures. Paper 11, 1968, Longhborough Univ.
- [4. 4] Vickery, B. J., " Fluctuating Lift and Drag on a Long Cylinder of Square Cross-Section in a Smooth and in a Turbulent Stream" J. Fluid Mech., Vol 25, part 3, 1966, pp.481-494
- [4. 5] Bearman, P.W., " An Investigation of the Forces on the Plates Normal to a Turbulent Flow ", J. Fluid Mech., Vol. 46, Part 1, 1971, pp.177-198.

- [4. 6] Owen, P. R., " Building in the wind", Quart. J. Royal Meteorological Society No. 97, 1971, pp. 396 - 413 .
- [4. 7] Den Hartok, J. P., "Mechanical Vibrations", McGraw-Hill. 4th Ed. 1956.
- [4. 8] Scruton, C. and Rogers, E. W. E., " Steady and Unsteady Wind Loading of Buildings and Structures ", Phil. Trans. Royal Society, A. 269, 1971, pp. 353 - 379 .
- [4. 9] Parkinson, G. V., " Wind-Induced Instability of Structures ", Phil. Trans. Royal Society, A269. 1971, pp. 395 - 409
- [4. 10] Novak, M. and Davenport, A. G., " Aeroelastic Instability of Prisms in Turbulent Flow," Proc. A. S. C. E., EM Div, Feb. 1970. pp. 17-39 .
- [4. 11] Ozker, M. S. and Smith, J. O. " Factors Influencing the Dynamic Behavior of Tall Stacks under the Action of Wind", Trans. A. S. C. E., Vol. 78, No. 6, 1956, pp. 654 - 673.
- [4. 12] Ishizaki, H. and Katsura, J. " On the Vibration of Cylindrical Tower Structure Induced by Strong Wind", Bulet. of the Disaster Prevention Research Institute, Kyoto Univ. Vol. 19 Part 2, Nov. 1969, pp. 19 - 23.
- [4. 13] Tachikawa, M., " Wind Pressure Measurements on Bluff Bodies in Natural Wind" Proc of U. S. Japan Seminar on Wind Loads on Structure, Oct. 1970, Univ of Hawaii, pp. 203 - 218.
- [4. 14] 石崎潑雄, 河井宏允「自然風中にある角柱表面に作用する風圧変動に関する基礎的研究」京都大学防災研究所年報 第15号B, 昭和47年4月, pp. 231 - 245 .
- [4. 15] Roshko, A., " On the Wake and Drag of Bluff Bodies", J. Aeronautical Sciences, 1955, pp. 124 - 132 .
- [4. 16] 河井宏允, 石崎潑雄「矩形断面をもつ2元角柱に作用する風圧力について」, 構造物の耐風性に関する第3回シンポジウム論文集, 1974, 12月, pp. 139 - 145.

第5章 細長い長方形断面模型側面の剥離流の

乱れに基づく風圧力

ここで扱う2次元模型の断面は流れ方向に細長く、辺長比は1:7.5とした。このような断面をもつ現実の構造物が存在するかどうかはさておいて、このような断面の長い方の辺には、傾き角がなくても前縁からの剥離流は再付着する。また、この模型の両方の側面に沿って流れる剥離流は、模型を通り過ぎるまでに十分乱れており、相互干渉による渦の流出はないものと考えられる。したがって、断面をこれ以上細長くしても、流れの形態には変化は見られないであろう。このような場合、Kármán 渦状の渦による圧力変動は生じないと推測され、剥離流の乱れによる圧の変動を純粋な形で観察できる。

Kármán 渦状の渦による圧の変動は強く、その周期性もまた構造物に与える影響は大きいと考えられるが、流れが2次元に近い状態にならないと生じない。したがって、その発生は煙突や塔状構造物、あるいは直接風に当たる細長い構造部材などに限られている。これに対して、剥離流の乱れによる変動は流れが構造物のどこかで剥離さえすれば生じるため、建物の外装材や窓ガラスの設計には本実験結果による情報は有効であろう。

また、この模型の側面における風圧分布は、模型の周りの流れの形態の変化に鋭敏に追隨して変化する。したがって、流れに含まれる乱れの剥離流に及ぼす影響などを観察するのも都合がよい。このことは、乱れの強い自然風が対象となる構造物の風荷重を扱う分野ではもちろんのことであるが、情報の乏しい流体力学のこの分野の研究に対しても有意義であると思われる。

§ 1 静的な圧の分布および変動圧の強さについて

1.1 概 説

本実験では、流れの形態とその機構の概略を知るために、最初に静的な圧の分布を測定し、つぎに各測点における圧力変動のスペクトル解析を行なう。このような実験に対してつねに問題になるのは相似性のことであろう。過去の研究結果から風上に角をもつ物体に対しては、Reynolds 数の流れの場には及ぼす影響は小さいといわれている。しかし、この模型の風圧分布は流れの場の変化に敏感であると思われるので、Reynolds 数を $1.4 \times 10^4 \sim 2.3 \times 10^5$

の範囲で変化させてみることにした。

1.2 実験方法

模型は合板を接着し、サンドペーパーをかけたものを使用した。その断面は2 cm×15 cm, 4 cm×30 cm, 8 cm×60 cm, の3種類で、図 5. 1. 1 に示すように80 cmの間隔で端板を設け、2次元な流れが得られるようにした。

測定孔は図 5. 1. 2 に示す9点とした。

使用した風洞は京都大学防災研究所に所属する吹出し口径1 mの8角形断面をもつ回流型で、その測定スペースは開放型である。この測定に用いた風速は10 m/sec～40 m/sec で、各風速を通じて、乱れの強さは0.4 %であるから、ほぼ一様流とみなすことができる。

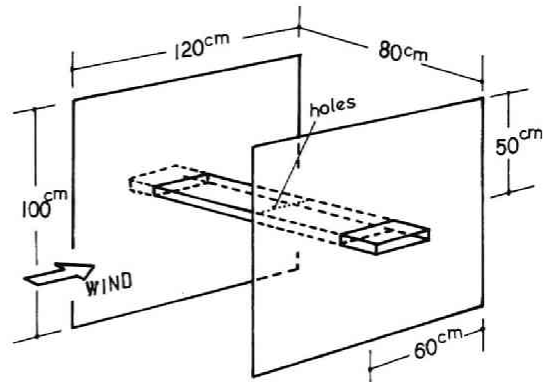


図 5. 1. $\frac{1}{5}$ 模型設置状況

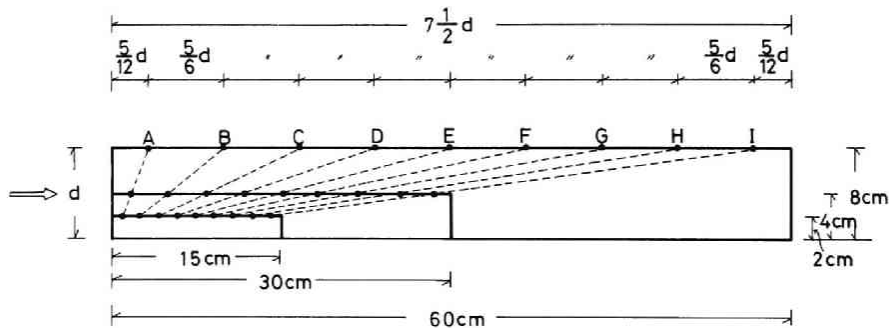


図 5. 1. 2 測点の位置

静圧の測定は外径0.7 mm, 内径0.5 mmの注射針の先端を取り除いたものを測定孔にさし込み、ビニール管をつないでGöttingen型マノメータに接続する。変動圧の測定には3章1節で説明した方法を用いる。Helmholtzの共振のために平坦な周波数特性は得られないが、3章1節で検定したもののうち、もっとも固有振動数の高い内径1.5 mm, 長さ7 mmの管をもつ保護キャップを用いた。そして、目的がパワースペクトルを求めるだけであるから、周波

数特性に対する補正を行った。ピックアップからの信号は直流増巾器を通し、データレコーダにより、磁気テープに収録して、各種の解析に用いた。データはFM方式によって収録され、その上限周波数は2 KHzである。

スペクトル解析は $\frac{1}{3}$ オクターブバンドパスフィルターを用い、各周波域別の実効値を実効値計で測定する。変動の分析周波数は以上の計測器の都合で2 Hz ~ 2000 Hz となるが、この種の圧力変動に対しては十分な周波数域であると思われる。

1.3 実験結果と考察

(a) 静的な圧の分布

図 5.1.3 には、圧力の測定の位置とともに静圧分布を風圧係数 C_s で示している。これらの分布は模型断面の大きさと風速とがそれぞれ $2\text{ cm} \times 15\text{ cm}$ で 10 m/sec 、 $4\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ で 20 m/sec 、 $8\text{ cm} \times 60\text{ cm}$ で 40 m/sec の各場合について得られたものである。

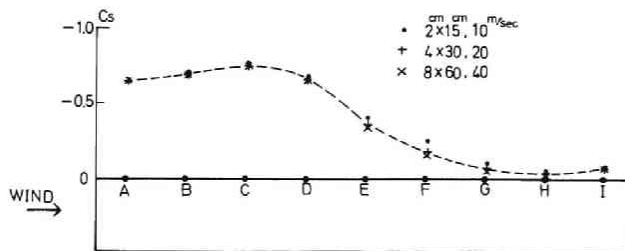


図 5.1.3 模型側面における静的な圧の分布

風向方向の見付巾 d を基準長さとする Reynolds 数は、それぞれ 1.43×10^4 、 5.72×10^4 、 2.29×10^5 、となり、もっとも大きい場合はもっとも小さい場合の16倍になっている。

これらの圧力分布の形から推察される平均的な流れの形態は、次のようなものであろう。前縁で剥離した流れは角で生じる剪断流のために強い渦度を含んで後方に流れる。この場合のように、断面が細長いと、断面が一般流と平行であっても剥離流は再付着する。この圧力分布からはどの点に再付着しているかはわからない。しかし、C点からH点にかけてのなだらかな圧力上昇は、再付着が生じるときの特徴的な現象であり、この形の静圧分布が生じるかぎり、剥離流の主流は再付着している。筆者は側面上風向直角方向にゆるい張力を加えた

糸を張り、その糸の動きから、再付着点を調べたところ、F点とG点との中間のあたりに平均的な再付着点があることがわかった。したがって、その点より風上寄りでは面に接する流れは逆流し、C点付近を中心とした渦が居坐る形となる。この渦によって側面の風上側では負圧が強くなる。

図 5.1.3 の静圧分布を見るかぎりでは、Reynolds 数の影響はあまりわからない。しかし、注意深くみるとわずかではあるが、Reynolds 数が大きいものでは小さいものよりも再付着点が風上側にずれる傾向がある。これは、次節(a)で述べる乱流中の模型についての流れの形態と考え合わせると、Reynolds 数の影響であろうと考えられる。

(b) 風圧変動の波形

前項で推察された流れの形態を想定すれば、前縁付近で生じる渦度の後方に流れるものや後縁からの2次的な剥離によって生じる渦度などによって、Kármán渦状の渦が生じることも一応考えられる。しかし、記録された圧力変動の波形には、図 5.1.4 に示すように周期的な成分はみられず、ランダム波に近いものになっている。したがって、このような模型の側面における圧力変動は、前縁で剥離した流れが乱流状態になることによって生じるものを、

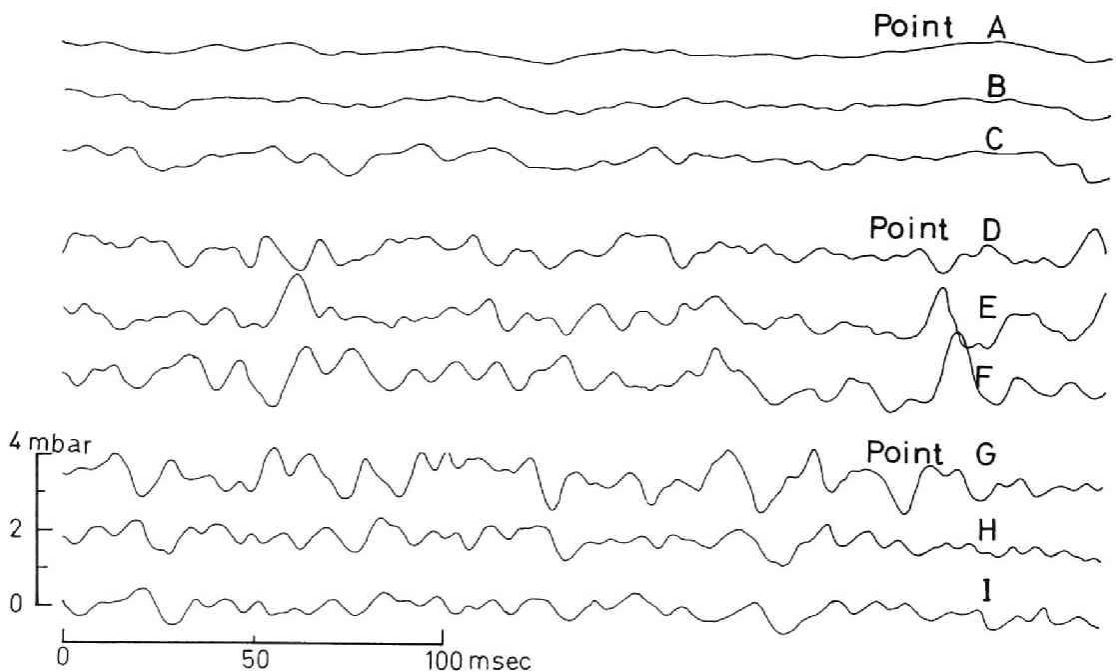


図 5.1.4 側面における風圧変動の波形

その主成分にしていると考えることができる。

これらの記録はデータレコーダに収録されたものを電磁オシログラフによって描かせたのであるが、見やすくするために、またオシログラフのガルバノメータの固有振動数附近の成分、圧力ピックアップの共振周波数附近の成分などに対する複雑な事情を除くために、100 Hz で振幅が約40%に減少するR-C 2段のローパスフィルターを通して得たものである。したがって、現実のものは振巾はあまり変らないが、もう少し高周波成分が重なっているものと考えてよい。また、これらの波形は測点A, B, CとD, E, FおよびG, H, Iについて同時測定になっている。地面板から段状になった平面上の圧力変動を測定した森の場合と同様、変動が風下側に变化しながら伝達する様子がみられる。模型側面のF点より風上側の点では逆流が生じているにもかかわらず、変動が風下側に伝達されるのは表面に接する流れよりも、表面から少し離れたところの流れの変動が表面の圧に影響していると思われる。森と同様これらの変動の位置の違いによる相関を調べることも興味あることであるので次節(c)で検討する。

J. E. Cermak^(5.2)は正方形断面をもつ建物模型のやや斜めから風が当たる場合について、この種の圧力変動の機構について述べている。すなわち、静圧が上昇しはじめるところから、この模型ではD点に相当する場所から再付着点がランダムに移動する。(粒子的なものが当ると表現している。) そのために圧力変動が生じるというのである。変動の風下方向への伝達をいい表わすためには完全でなく、また、平均的な再付着点はG点附近であるということなどに矛盾を感じるが、現象を理解するための表現としては面白い。

(c) 変動風圧係数

ある特定の形をもつ建物表面における変動圧の強さは静圧と同じように、主として物体表面の位置と速度圧であると考えられる。図 5. 1. 5 は 4 cm × 30 cm 断面の模型の測点 B, E, H における変動圧の強さ $\sqrt{\overline{p_i^2}}$ と速度圧 q との関係を調べてみたものである。座標軸は両対数を用いているので、45° の傾きをもった線が正比例を表わす。このときの速度圧は風速約 10 m/sec ~ 40 m/sec に対応するものであるが、この範囲内では正比例しているともみなしてもよい。そうすると静的な圧の場合と同様、風圧係

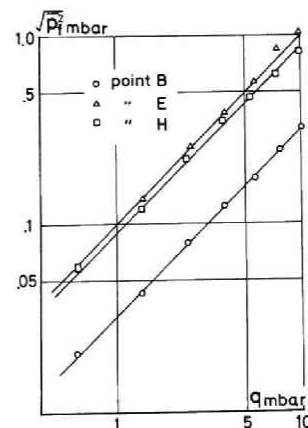


図 5. 1. 5 速度圧の変動圧の強さとの関係

数を定義することができて、変動風圧係数 c_f を

$$c_f = \sqrt{\overline{p_f^2}} / q \quad \dots\dots\dots (5.1)$$

と表わすことができる。ただし、 p_f は圧の変動成分である。ただ、E点ではわずかではあるが、風速が大きくなるほど変動圧が増大する傾向がみられる。これは後で考察する Reynolds 数増大の現象と軌を一つにするものである。

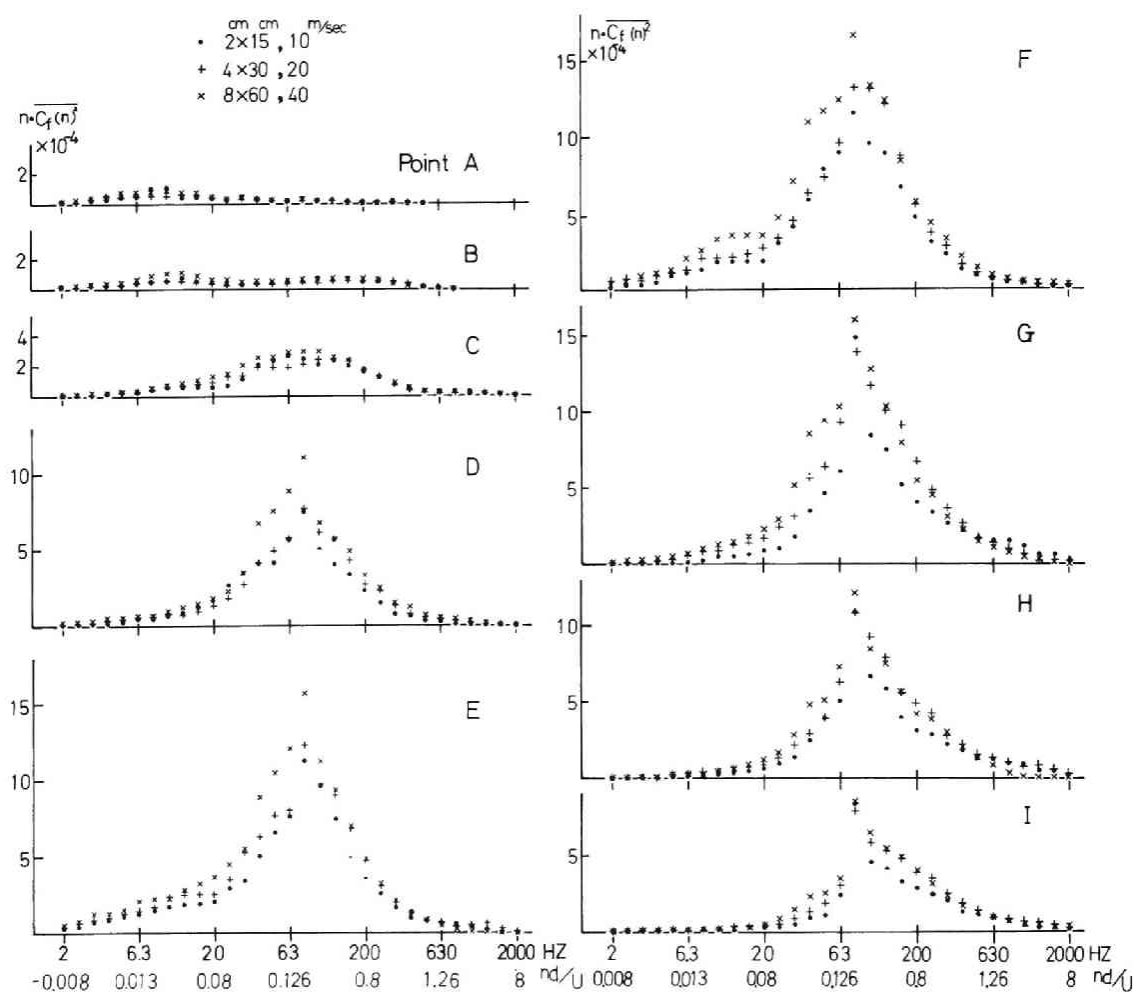


図 5.1.6 側面各点における変動圧のパワースペクトル

静的な圧の分布の場合と同様、断面の大きさと風速がそれぞれ $2\text{ cm} \times 15\text{ cm}$ で 10 m/sec , $4\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ で 20 m/sec , $8\text{ cm} \times 60\text{ cm}$ で 40 m/sec の3つの場合の各点における変動風圧係数のスペクトル密度 $\overline{c_f(n)^2}$ をプロットし、図 5.1.6 に示す。横軸には $1/3$ オクターブ毎の周波数 n を対数尺でとり、縦軸は風圧係数のパワー $n \overline{c_f(n)^2}$ を普通目盛でとっている。

静的な圧の分布ではあまりはっきりしなかった Reynolds 数の違いによる効果は、はっきりパワーの増大となって現われる。

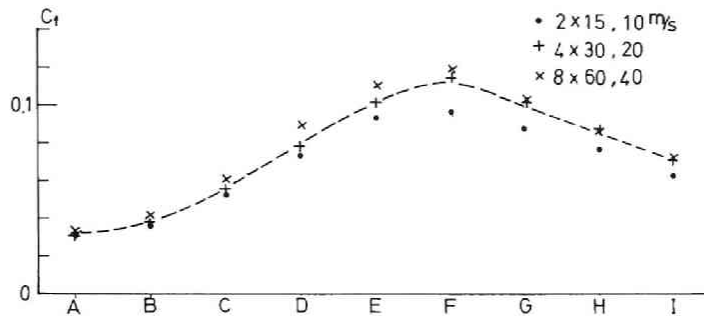


図 5.1.7 側面における変動圧の強さの分布

図 5.1.7 は、図 5.1.6 のスペクトルをもとにして変動の強さの分布を風圧係数で表わしたものである。ここにも当然のことながら、Reynolds 数増加に対する変動圧の増加がみられる。

しかしながら、図 5.1.6 のスペクトルの形自体の違いを見い出すことは難かしい。したがって、流れの形態や乱れの機構の違いをみることは難かしく、全体的なものについて述べることができるに過ぎない。A 点、B 点では、図 5.1.4 からわかるように圧の変動は小さい。A 点ではわずかに低い周波数成分をもつ変動がみられるのである。B 点ではより高い成分が加わって、ほぼ一様なパワー分布となる。C 点では 80 Hz を中心とする広い周波域にパワーの増大がみられ、D 点ではピークが顕著となる。E 点、F 点で変動の増加は頂点に達し、以後少しづつ減衰している。これらの変動圧は剥離流の乱れの発達、減衰と関係があるようである。すなわち、剥離流は前縁近くで乱れることはなく、ある程度後方に進むにつれて乱れは徐々に発達してゆく。このとき、中心となる 80 Hz 附近の変動成分は乱れの energy containing eddy に対応するものと考えられる。点 G, H, I で徐々に変動が減衰するのは乱れのエネルギーの熱消散も考えられるが、乱れの拡散が主な原因であろう。とくにこ

ここではもはや乱れを生じさせる源はほとんどないことが推察される。

(d) 無次元化周波数

図 5. 1. 6 に示したスペクトルの 3 通りの場合、すなわち $2\text{ cm} \times 15\text{ cm}$ で断面の風速が 10 m/sec 、 $4\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ 断面で風速 20 m/sec 、 $8\text{ cm} \times 60\text{ cm}$ 断面で風速 40 m/sec は比較の都合上、無次元化周波数 nd/U (U : 風速) が等しくなるように選んである。もし、Reynolds 数の影響がなく、測定誤差がなければ、図 5. 1. 6 の 3 つの場合の点は完全に重なることになり、このときは平均的な流れの場のみならず、すべての変動を司どる乱れのスケールまでも幾何学的に相似であるといえる。つまり、energy containing eddyをはじめ、すべての渦の大きさが模型の大きさに比例することになる。図 5. 1. 6 から値はともかくとして、スペクトルの形そのものは、上記 3 通りの場合互いによく似ているといえる。しかし、ただこれだけでは、断面の大きさや風速を任意に選んでも、結果がこのようになるという場合を排除していない。

これを確かめるために、 $4\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ 断面の模型の代表的な点 B, E, H を選んで、風速を $10\text{ m/sec} \sim 40\text{ m/sec}$ の範囲内で変化させ、それらの点における変動のパワースペクトルを求めた。そして、それらの点のスペクトルのパワーを 2 分する周波数と風速との関係性を求め、図 5. 1. 8 に示すような結果を得た。スペクトルを代表する点として、ピークを表わす周波数ではなく、パワーを

2 分する周波数を選んだのは、周波数分析を $\frac{1}{3}$ オクターブ毎に行っているための誤差を小さくする意図があるからである。この図において B 点での変動中心周波数はややばつづくが、点 E, H でのものは大略風速に比例するものとみなすことができる。B 点では図 5. 1. 6 からわかるように変動が小さいうえに、スペクトルのピークがないため、誤差が生じやすい。これで

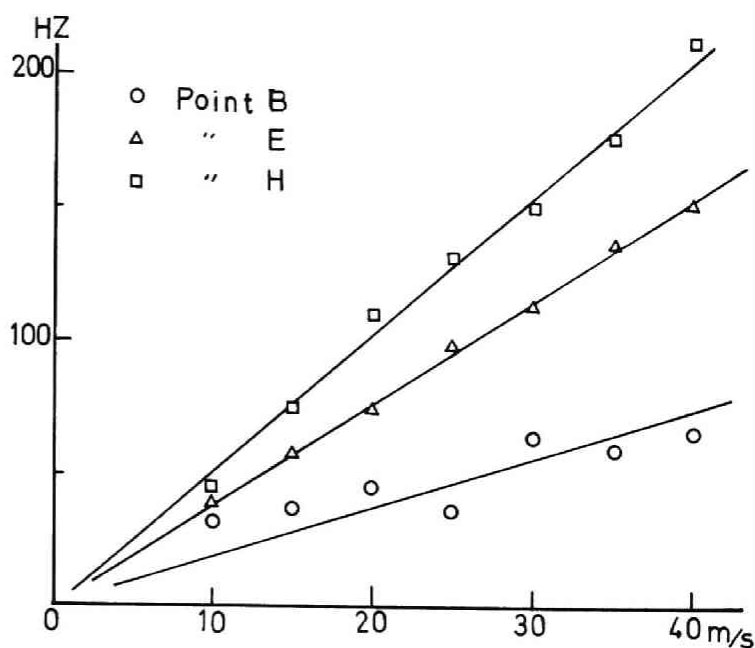


図 5.1.8 パワースペクトルのパワーを 2 等分する周波数の風速による変化

断面の見付巾が d が一定の場合、風速 U と周波数 n は比例することが証明されたことになり、上記の任意断面、任意風速で図 1.5.6 のような結果が得られるということを排除し得たことになる。このようにして無次元化された周波数 nd/U もまた変動風圧係数 c_f とともに、このような流れの場を性格づける無次元量であることがわかる。

図 5.1.6 のスペクトルは 80 Hz でピークをもち、それに対応する無次元化周波数は 0.16 となって、角柱などに生じる Kármán 渦状の渦に対する Strouhal 数に近い値になることは興味がある。これは剥離流の乱れというものが、格子による乱流のようなものではなく、周期的な性質をもつものであることを連想させるが、これは第 2 節(c)で詳しく検討する。

1.4 静的な圧と変動圧の特徴

角をもつ物体の前縁で剥離した流れが物体の表面に再付着する場合の単純な例として、流れ方向に細長い長方形断面をもつ 2 次元模型をとりあげ、その側面に生じる風圧変動を測定した。

変動スペクトルの形は、Kármán 渦による変動圧のかなり周期的なものよりも、むしろ乱流の速度変動のものと似ており、風圧変動が剥離の乱れといったものであることがわかる。Reynolds 数は現実の構造物を想定するには小さい範囲の $1.4 \times 10^4 \sim 2.3 \times 10^5$ 程度で変化させた。従来から風上側に角をもつ物体周囲の流れの形態は剥離流が変化しないために Reynolds 数の影響はないといわれているように、あまり変化はないようではあったが、この断面は流れの形態の変化に敏感にその圧力分布を変えることもあって、Reynolds 数の増加とともにわずかではあるが、再付着点の風上側への移動と圧力変動の強さの増加という形で現われている。これらの現象が Reynolds 数の増加のためであるということを証明することは、この実験段階では難かしいが、次節(a)の乱流中のものと対比すれば、それがより明確となる。

この実験段階では、圧の変動特性は Reynolds 数より、むしろ強さに関して変動風圧係数 $\sqrt{p_f^2}/q$ (p_f : 風圧の変動成分, q : 速度圧), また周波数に関しては無次元化周波数 nd/U (n : 周波数, d : 模型の風向方向に対する見付巾, U : 風速) で表わされる無次元量で特徴づけられていることを確かめた。

変動の強さの分布は静的な負圧が強い前縁近くでは小さく、負圧が徐々に小さくなる中央部附近で大きくなって、風下寄りでやや小さくなる。その風圧係数の実効値の最大値は 0.1 前後である。この値は点における観測データから得られたものであり、現実の建物の窓ガラ

スや仕上材に作用する局所的な風圧の大きさを示している。A. G. Davenport^[5.3]によれば、この種の風圧変動の最大値の期待値は実効値の4倍ぐらいになる。そうすると本実験の場合、側面での局所的で瞬間的な負圧の風圧係数の最大は全側面を通じて、-1.0ぐらいとなる。

以上、剥離流の再付着が生じる場合の風圧変動の特性のいくつかを明らかにしたが、このような圧力変動のもう一つの性質である空間的な広がりについても考えてみる必要がある。変動波形から推測すると変動は局所的なもので、建物の構造物に影響するほどの荷重にはなり得ないかもしれないが、どの程度の作用範囲に及ぶのかという問題は重要である。次節にはこの問題を扱うことにする。

§ 2 風圧分布に及ぼす乱れの影響および変動圧の時間空間相関

2.1 概 説

流れ方向に細長い長方形断面をもつ角柱の側面における風圧変動について、前節では圧力変動の強さとその分布などを求めた。その結果、圧力変動スペクトルは Kármán 渦状の渦による変動のように、一つの周波数に集中した成分をもたず、乱流の速度変動に似た比較的なだらかなピークをもつ形となることがわかった。そしてそのピークを示す無次元化周波数は0.16となり、Kármán 渦による場合の Strouhal 数に近い値を示すけれども、それとは別の現象であり、前縁からの剥離流の乱れによるものと考えてきた。これは、本報告における変動の空間相関を調べることによって、さらに新しい流れの変動機構を考える助けとなるものと思われる。

前節の結果として、模型の大小に対する流れの形態の幾何学的な相似性および、流速の周波数に対する時間的な相似性がほぼ満足されることがわかったため、模型の大きさ風速とも1種類にとどめる。しかしながら、流れの形態の微細な変化に追従して圧の分布が変化することこの模型について、流れに含まれる乱れによる影響を調べることは有意義であるので、乱流についても一様流と同じ測定を行うことにする。

2.2 実験方法

使用した風洞は小型の吹放し型でその吹出口径は50 cm × 50 cmである。模型は前節と同じく1:7.5の断面形をもつもので、辺の長さは4 cmと30 cmである。この模型を吹出口を延長した2次の板ではさみ、2次元状態にした。したがって、端板間の長さは50 cmである。測点

は図 5. 2. 1 に示す片側 29 点，裏側 3 点で適当に 3 点ずつを同時測定した。

圧力変換器，およびデータ収録方法，パワースペクトル解析の方法は前節と同じである。

関連の計算はデータ

レコーダーの出力を

ローパスフィルター

を通し，AD変換し

たのちデジタル計算機により行なった。

AD変換の読み取り

間隔 $\frac{1}{250}$ 秒とし，

一つの記録につき

2,000 個をとる。し

たがって，8 秒間の

記録が解析され，解

析最大周波数 125

Hz となる

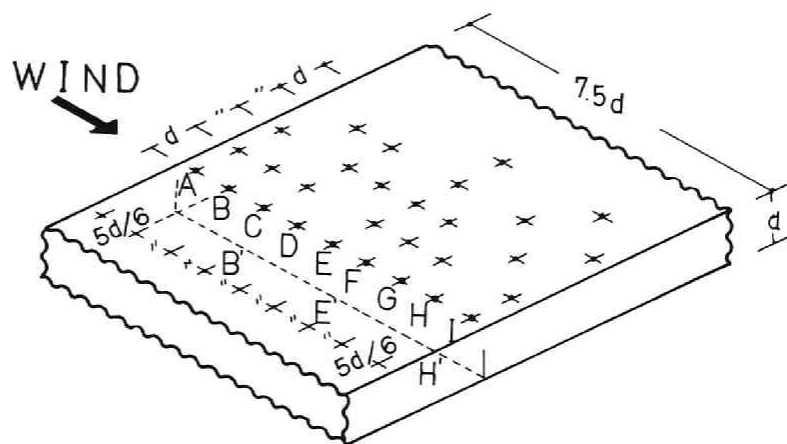


図 5. 2. 1 模型側面上の測定点の位置

基準風速は一樣流で 15.1 m/sec ，乱流で 12.3 m/sec とした。乱れの強さは模型のないとき，一樣流で 0.4% ，乱流で 7.0% ，乱れの流れ方向のスケールは一樣流で明らかでなく，乱流で 2.5 cm で，自然風を想定するとかなりスケールの小さい変動成分に相当する。

2. 3 実験結果と考察

(a) 静的な圧と変動圧の分布に及ぼす乱れの影響

図 5. 2. 2 は一樣流と乱流中の模型表面における静的な圧の分布と変動圧の実効値の分布を表わしている。図の上側に静的な圧の分布を風圧係数 $c_s = p_s / q$ ($p_s = \bar{p} - p_\infty$ ， \bar{p} ；測点における圧の時間的平均， p_∞ ；基準静圧， q ；速度圧)で，下側に実効値分布を変動風圧係数 $c_f = \sqrt{\overline{p_f^2}} / q$ ($p_f = p - \bar{p}$ ， p ；測点における圧)で表わした。

一樣流中のこれらの圧の分布は前節のものとあまり変わらないが，乱流中のものは一樣流中のものとはかなり異なり，乱れによって流れの形態が大きく変化することが推察される。すなわち，剥離流の再付着点は風上側に移動し，風上側での負圧が強くなって，変動圧も強くなる。^(5.2) J. E. Cermak によると再付着というのは粒子的なものが面に当たることになる。当る粒子の数が多ければ，圧が上昇し，変動も強くなると考えられる。この図によれば一樣

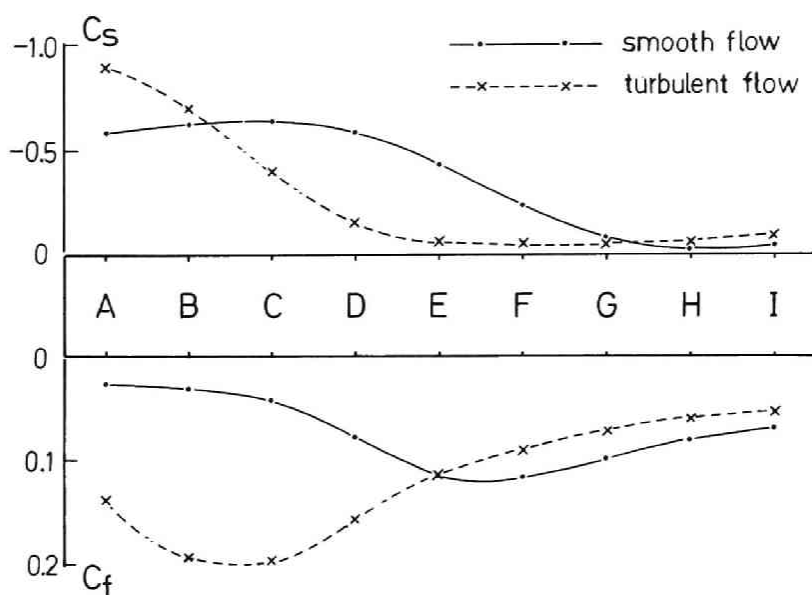


図 5.2.2 一様中および乱流中における静的な圧の分布と変動圧の強さの分布

流中のものも乱流中のもので静的な圧の勾配が大きいところと、変動圧の強いところは一致しており、Cermak の記述がほぼ正しいことを示している。しかし、ただ単にそのように考えると平均的な再付着点もまたその点と一致するように思われるが、筆者の測定によると前節で述べたように一様流でG点附近である。したがって、乱流の場合の再付着点はD点の近傍であろうと推察される。いずれにしても、これらの静的な圧の分布と変動の圧の分布は互いに単独に存在するものではなく、乱れによって剥離流の形態が風上寄りに押された形になるということは明らかである。

次に変動の周波数に対する分布を調べるために、点B, E, H, におけるパワースペクトルを図 5.2.3 に示す。横軸は前節で論じた無次元化周波数を対数目盛で、縦軸は密度関数 $c_f (nd/U)^2$ に無次元化周波数を乗じたパワーの分布関数 $(nd/U) c_f (nd/U)^2$ の形で普通目盛にとっている。B点では一様流の場合、ほとんどピークのない弱い変動であるのに対して、乱流の場合すでに剥離流の乱れが発達してピークのある変動を示している。そのピークの無次元化周波数は0.11で、ここには示していないが、A点と、C点でのピークの無次元化周波数がそれぞれ0.07, 0.17であることを考えると、まだここでは発達途上であると考えられる。E点での変動は図 5.2.2 の実効値の分布からもわかるように変動の強さは一様流の場合と乱流の場合とではほぼ等しい。しかし、このスペクトルを見れば一様流の

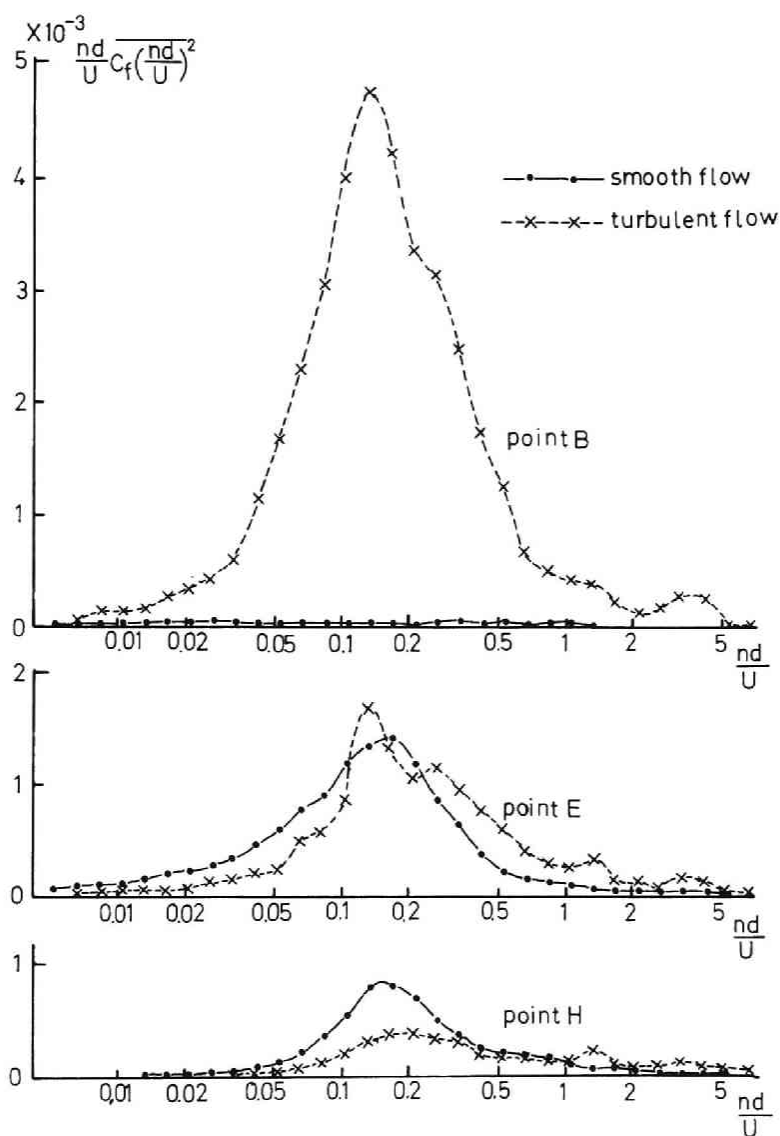


図 5.2.3 側面各点における変動圧のパワースペクトル

場合が，発達型であるのに対し，乱流の場合は低周波成分が弱い消散型であることがわかる。H点ではともに消散型であるが，乱流の場合はその度合いが強い。スペクトル解析から，流れに乱れがあれば剥離流の乱れは早く発達し，早く消散することがわかる。もう一つの違いは一様流の場合はスペクトルは滑らかであるのに対して，乱流の場合は凹凸が多く，時間的にも一様流の場合に比して定常性が乏しい。

以上の実験の解析から乱流の場合何故現象が風上寄になるのかを考えることは興味がある。すなわち、一様流の場合、前縁で剥離した流れは強い渦度を含み乱れながら厚さを増し、一部は standing vortex となり、他の部分は一般流とともに流れ去る。このとき発生する乱れは standing vortex の中の空気を連行してD点より風上側の負圧が増大する。この負圧はまた剥離流を側面に引きつけて再付着させる。このようにして、模型周辺の流れが形成されているものと思われる。そこで、P. W. Bearman^[5.4]が流れに直面する平板の剥離流で観察したように、流れに含まれる乱れによって剥離流の乱れが促進されれば、現象が風上寄になることが理解できる。前縁から剥離する流れは剥離直後は強い渦度をもっており、外からの刺激によって急激に乱れ、このため一般流への連行効果も大きく、前縁での変動圧や負圧が強くなる。このような新しい流れの平衡状態では再付着点が風上寄になる。

乱れによって流れの形態が変化するという現象は以上のように剥離流の乱れが早期化することによって起因している。これと似たような現象は、乱れの刺激によらなくても Reynolds 数の増加によって起り得ると考えられる。前節の結果を実験誤差ではなく Reynolds 数の影響であると断定できたのはこの考察の帰結であった。前節の Reynolds 数の影響に比べて、この強さ 7% 程度の乱れの影響は比較にならないほど大きい。したがって、強さ 2~3% の乱れは 10^2 程度以上の Reynolds 数の増加に匹敵するものと思われる。

(b) 空間同時相関

模型側面の点のうち代表的な点として、B、EおよびHを選んでそれらの点における圧の変動を基準とする同時相互相関を計算した結果が図 5.2.4 である。図 5.2.2 に示すように、一様流と乱流とでは変動圧の実効値の分布が大きく異なるにもかかわらず、一様流のB点を除いては相関分布の形は変らない。乱流ではB、E、H点ともに楕円形の等相関線となるのに対して、一様流ではB点で円形に近い形となる。これはB点での剥離流の乱れが未発達であるためであると思われる。つまり、乱れが充分発達する過程か、減衰する過程であれば、等相関線は楕円形になるものと思われる。充分発達した乱流境界層の下にある面での変動圧を測定した乱流境界層の下にある面での変動圧を測定したW. W. Willmarth とC. E. Wooldrige^[5.5]の測定結果も等相関線はこれとよく似た楕円形になっている。しかし、彼等の結果と異なるところは負の相関の強い部分が生じることで、それが発達した境界層に接する面の場合と、剥離流が再付着する面の場合との違いであるように思われる。乱流境界層中の段の風下側の部分で測定した森^[5.1]の場合にも比較的強い負の相関がみられる。彼の場合、静的な圧の分布の測定がなく、再付着点の所在は不明確であるが、風上側に剥離が生じる角をもっていることから、この場合と似ているといつてよい。以上の同時相関は基準点

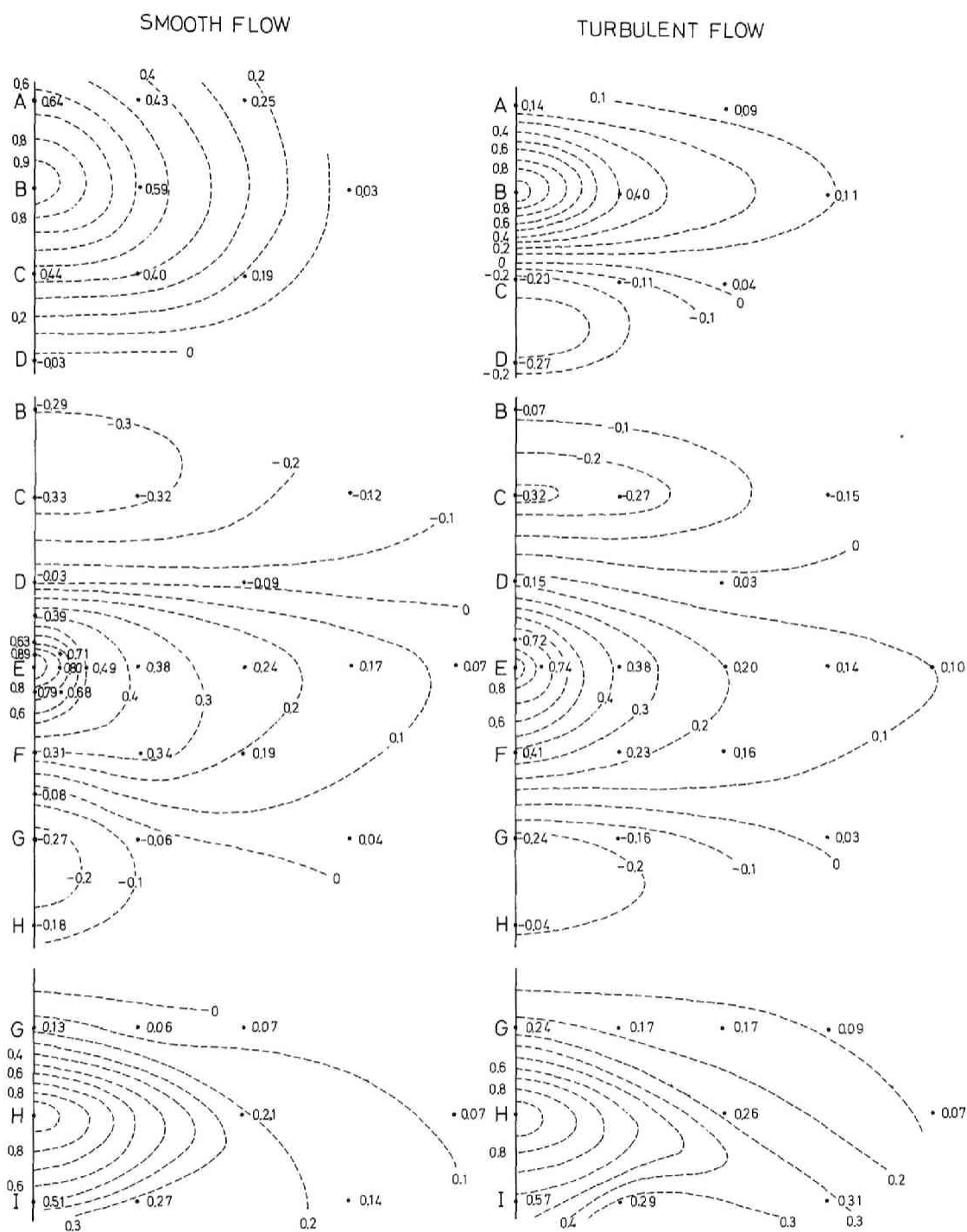


図 5.2.4 側面上の点 B, E, H を基準とした変動圧の等相関線

とその他の1点とにおける同時測定記録についての相互相関関数から求めたものであるが、それらのクロススペクトルを計算し、そのco-sepectrumから周波数別同時相関が得られる。一様流の場合のE点を基準にしたもののみを図示すると図5.2.5のようになる。図にはenergy containing eddyに相当する $nd/U = 0.16$ (6.0 Hz)を中心にそれより低い $nd/U = 0.08$ (3.0 Hz)とそれより高い $nd/U = 0.27$ (10.0 Hz)について示した。相互相関のずらし個数は50個とし、各点の間隔は $1/250$ 秒であるから分解周波数帯域は2.5 Hzであるが、Tukeyのwindowを用いて平滑化したため^(5.6)もう少し広くなり、中心周波数60 Hzの成分は56.7 Hz ~ 63.3 Hzとなる。

nd/U が0.16および0.27の場合は等相関数は楕円形になり、その拡がりのスケールはほぼ周波

数に逆比例する。図示していないが、この中間の $nd/U = 0.21$ (8.0 Hz)の場合もこの中間のスケールとなる。これに対して nd/U が0.08の場合は円形分布となる。前述のB点を基準とする平均的な等相関線の場合を考え合わせると、energy containing eddyの領域から均衡領域寄りで楕円形、大きい渦の領域寄りで円形分布になるという興味ある現象が観察される。

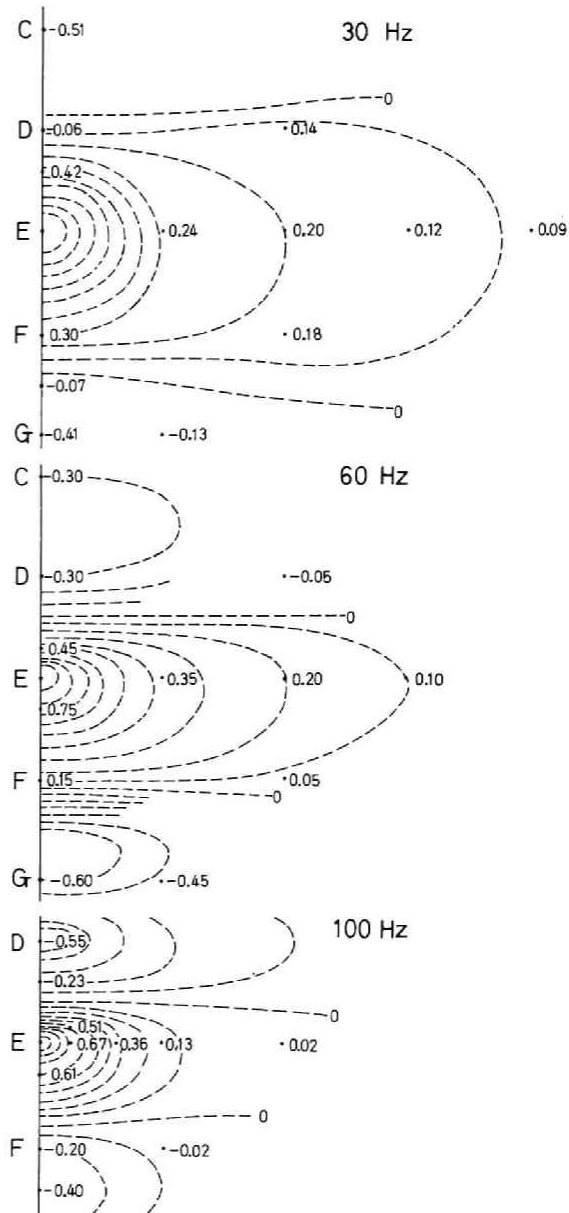


図 5.2.5 側面上の点Fを基準とした周波数別同時相関の等相関線

(c) 空間時間相関

前項の空間同時相関を得るために計算した相互相関関数は空間時間相関を表わしている。流れの方向に垂直な線上にある2点から得られる同時記録の間の相関はほぼ同時に最大値をとり、模型の状態が時間平均的に2次元の性質をもつことがわかる。これに対して、流れ方向と平行な線上の点から得られる同時記録の相関は図 5.2.6 に示すように時間のずれをもって最大値をとっている。図 5.2.6 は一様流の場合のE点を基準としたときの他点との相関であり、等間隔にとった点との相関の最大値のずれは時間的にもほぼ等間隔になっている。したがって、変動の移動速度は基準風速の0.4倍ぐらいで前記の森^[5.1]の場合とはよく合っている。図 5.2.6 の破線は相関関数の最大値を結んで得られる移動時間を考慮した空間相関に相当するが、横軸が時間軸になっているため厳密な空間相関ではない。しかし、変動の移動を等速とみなせば、空間相関と考えることができ、 $\tau < 0$ がE点の風上側、 $\tau > 0$ がE点の風下側ということになる。これを見ると、E点よりも風上側では相関は低く、新しい乱れが発達する過程で、E点より風下側では比較的相関が高く、発生した乱れが消散しながら移動する過程を表わしていると考えることができる。

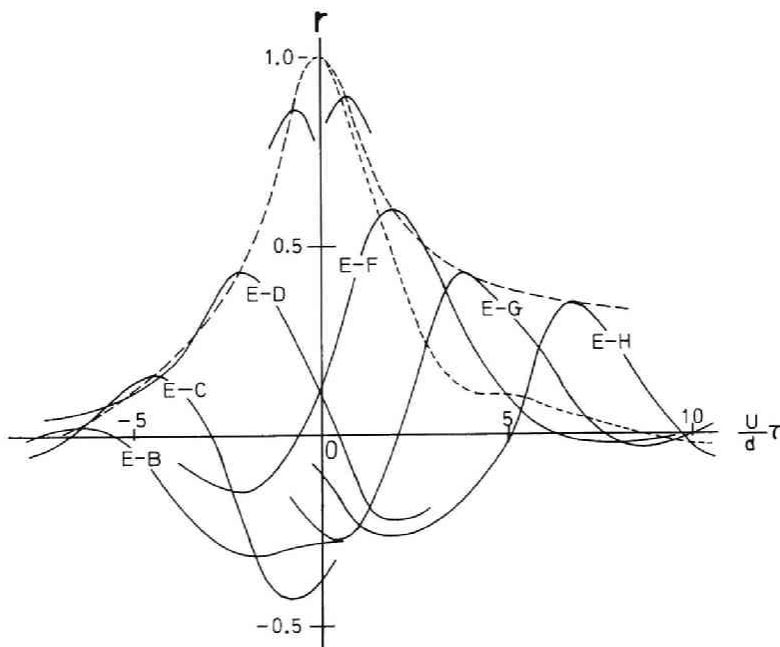


図 5.2.6 側面点Eを基準とした空間時間相関

また、発達過程では負の相関が強いことも特徴的である。なお点線はE点における自己相関関数を表わしている。

これらの結果から、これまで剥離流の乱れといってきた現象をより具体的に示すことができるように思われる。すなわち、格子乱流のような等方性に近い乱流の energy containing eddyに見立てて、そのように称していた変動は、E-B間やE-C間の強い負の相関から推察されるように、かなり周期性の強いものであることがわかる。そこで、後流に Kármán 渦状の渦が並ぶ流れ方向に短い断面の場合、Kármán の渦の安定理論がなくても、渦が周期的に離脱する機構を説明した J. H. Gerrard^[5.7] にならって、この場合の説明を試みる。

前縁で剥離した流れは強い渦度を含むために再付着後 standing vortex となって側面に附着している。前縁で続々生産される渦度は standing vortex を増大し、不安定になって、その一部が分裂して下流へ流れる。このとき、渦の回転慣性のために安定な量よりも多い渦が流れ、それを埋める渦は前縁から供給される渦度によってつくられる。このような過程は繰返されるため、圧は周期的な変動となって現われる。剥離流の乱れによる連行効果とはこのような機構になっているものと思われる。このように周期的に離脱する渦は渦自体が乱れながら拡散していく。この流れ去る速度は初期には $0.4 U$ ぐらいで、森^[5.1] の場合やこの場合がそれに相当するが、後には一般流に引きづられて速くなり、乱れがほぼ一樣になって、部分的には等方性に近い性質をもつようになると $0.8 U$ ぐらいまでになる。これが、Willmarth と Wooldridge^[5.5] の場合に相当する。

以上、現象を比較的細かく分析することができたが、4章3節で扱った断面形がこの場合より短い場合の現象も、渦の発生機構はよく似たものと考えられ、前の場合は両方の側面で起る現象が干渉し合って安定な Kármán 渦列を生じて、明確な周期性を示し、この場合は断面が細長いために渦が相当乱れてから干渉するために安定な Kármán 渦列が生じない。念のため、側面の相対する点 B と B', E と E', H と H' における圧の変動の相関を測定したが、まったく相関はみられなかった。これらの発生機構が共通のものであるというもう一つの裏付けは strouhal 数が 0.16 になるということである。その他円筒の後流中で流れ方向に splitter plate を移動させたとき、plate がある特定位置で安定な渦が発生するという A. Roshko^[5.8] の実験結果も standing vortex の分裂による機構を考えると説明できると思われる。

(d) 変動風圧力について

ここで述べる風圧力という用語は次のように限定された意味をもつ。すなわち、物体表面

に作用している圧を表面の一部分の領域内について積分した力を示すものとする。圧を表面全体で積分した力に対しては抗力や揚力という用語があるが適当な用語が見当たらないので、このように定義する。

いま、物体表面の任意の点Aにおける風圧の変動成分を p_{fA} ，点A近傍の微小表面積を ds ，積分領域をRとすればその領域に生じる風圧力Fは，

$$F = \int_R p_{fA} ds \quad \dots\dots\dots (5.1)$$

で表わされる。同じ積分を同じ領域内の別の点A'から始めたとして、 F^2 をつくれば，

$$F^2 = \int_R p_{fA} ds \int_R p_{fA'} ds'$$

AとA'とは独立に選べる点であるから

$$F^2 = \int_R \int_R p_{fA} p_{fA'} ds ds'$$

となり，これらの時間平均は

$$\overline{F^2} = \int_R \int_R \overline{p_{fA} p_{fA'}} ds ds' = \int_R \int_R \sigma_A \sigma_{A'} r_{AA'} ds ds' \quad \dots\dots (5.2)$$

ここで、 σ_A ， $\sigma_{A'}$ はそれぞれの点における風圧変動の実効値， $r_{AA'}$ は点AA'間の同時相関である。Rをその内部で σ_A があまり変化しないような領域にとれば，

$\sigma_A = \sigma_{A'} = \sigma$ として

$$\overline{F^2} = \sigma^2 \int_R \int_R r_{AA'} ds ds' \quad \dots\dots\dots (5.3)$$

となり，Rの面積aと $c_f = F/qa$ ， $c_f = \sigma/q$ を用いると

$$\left(\frac{C_F}{c_f}\right)^2 = \frac{1}{a^2} \int_R \int_R r_{AA'} ds ds' \quad \dots\dots\dots (5.4)$$

となる。もし，この右辺の積分が計算できれば，変動風圧力係数 C_F が積分領域の広さを変化させることによって，変動風圧係数の何倍になるかということがわかるはずである。また，このような小さい領域内では等相関線の形もあまり変らないものと考えられるので，その積分も比較的容易である。

ここでは，図5.2.4に示した一様流の場合のE点を中心とする正方形について数値的に積分した。すなわち，計算しようとする正方形の領域を4×4の格子割にし，格子の各交点にA'が来るものとして最初の積分を行い，次にその積分値をA'が変化するものとして積分

した。図 5. 2. 7 に計算結果を実線で示す。縦軸に C_F / c_f をとり、横軸に正方形部分の大きさをとった。これにより、表面の大きさとその中点における変動圧係数 c_f とがわかれば、その部分の変動風圧力係数が算定できることになる。

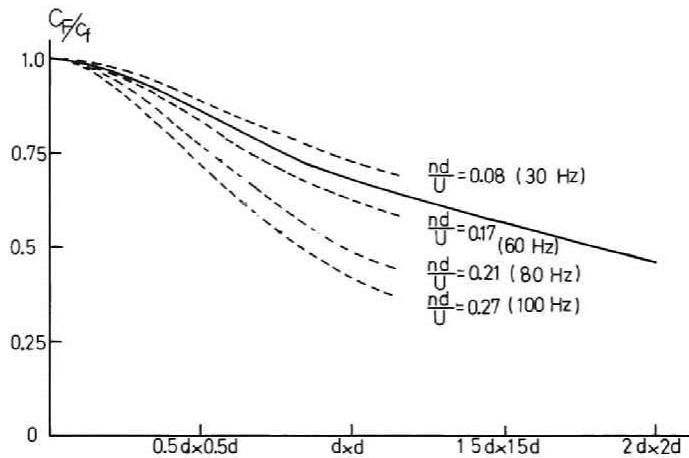


図 5. 2. 7 作用面積の増加に伴う C_F / c_f の減少

また、図 5. 2. 5 の周波数別同時相関も同じように積分して、図 5. 2. 7 に破線で示す。周波数の高い変動ほど、作用領域がせまいことがよくわかる。前項の議論から、energy containing eddy に相当する周波数より高い周波数では作用領域は周波数に反比例するため、領域を表わす寸法も無次元化すると、その周波数帯域では図 5. 2. 8 に示すように一つの曲線になる。

次に E 点を通して流れに直角な帯状の部分に作用する風圧力について考えてみる。この領域では圧力変動は時間平均的に 2 次元状態と考えられ、また等相関線の形も一定である。その空間相関は図 5. 2. 9 のようになる。この相関を積分して得られる風圧力の計算結果は図 5. 2. 10 に示す。実線は空間相関を数値的に計算したもの、破線はより長い帯状の拡がりを考えるために、この方向の空間相関を比較的離れた点に合う曲線 $\exp(-\sqrt{\ell/4d})$ 、(ℓ : 帯状部分の長さ) を近似して外挿したものである。正方形的な拡がりには比して変動風圧力は減衰しない。

一方、流れ方向の測点、A, B, …… I の 1 点から他の点に対する相関をそれぞれ求め、図 5. 2. 2 に示す実効値を乗じて積分すれば、(5. 2) 式から流れ方向の帯状領域につい

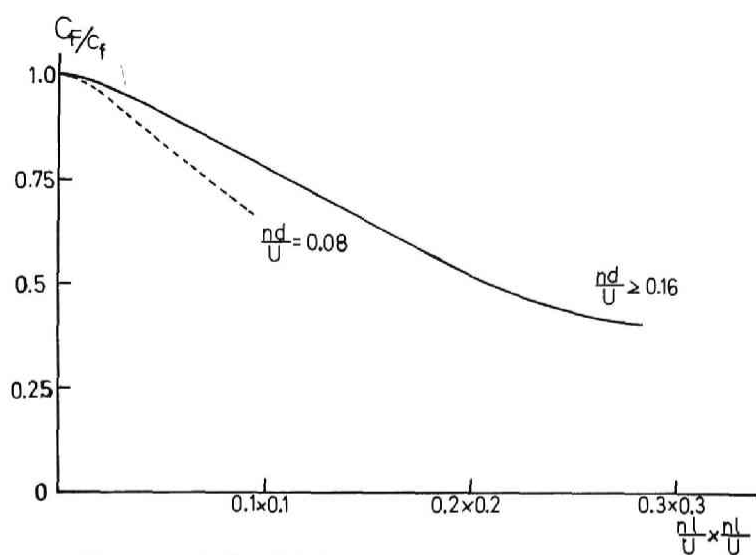


図 5.2.8 無次元化した作用面積に対する C_F/C_f の変化

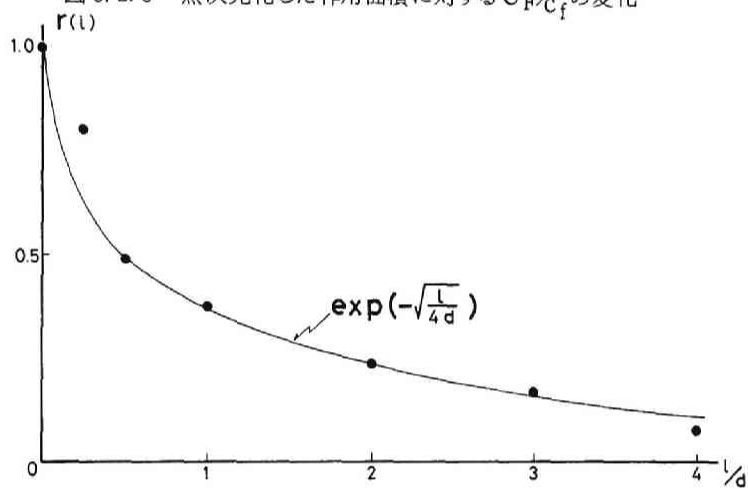


図 5.2.9 流れ直角方向の変動圧の空間相関（基準点 E）

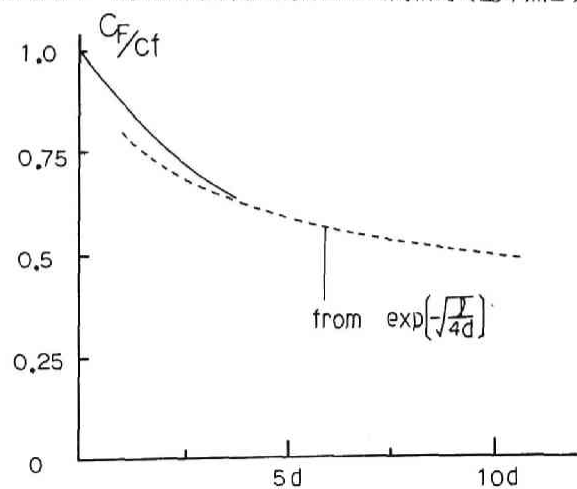


図 5.2.10 流れ直角方向の帯状部分における C_F/C_f (基準点 E)

ての変動風圧力係数が求められる。負の相関が強いためにかなり小さい値となって、一様流で 0.025, 乱流で 0.038 程度である。

もっと基準点を多くとって、図 5.2.4 のような等相関線を描けば、側面全体に作用する風圧力が得られるはずであるが、反対側の側面の風圧力とは相関がないことがわかっているの
で、変動揚力係数は大きくなることは明らかである。

2.4 模型側面の変動圧の性状

流れ方向に細長い断面をもつ 2 次元模型の側面に生じる圧の分布に関して、流れに含まれる乱れの影響と変動圧の空間的な広がりを観察した。

流れに乱れが含まれると、剥離流はそれに刺激されて剥離直後に乱れ、前縁近くの圧の変動は強くなる。またその乱れは standing vortex の空気を連行するため、前縁の負圧が増大し、剥離流を側面に引きつけて、再付着点が風上寄に生じるようになる。この剥離流の乱れの促進という現象は前節の Reynolds 数の増加によるものと軌を一にするものであり、流れに乱れを混入することは模型のまわりの流れに Reynolds 数を増加させるのと同じ効果をもたらす。それも弱い乱れがかなりの Reynolds 数の増加に対応する可能性がある。

空間時間相関からは剥離流の乱れの具体的な機構を考察することができた。すなわち、剥離流に含まれる渦度によって standing vortex が増大し、それが分裂離脱するというものである。これは Kármán 渦列によるもののほど、明確な周期性をもたないが、等方性に近い乱流ほどには乱れないという中間的な性質をうまく説明することができる。また、この発生機構と Kármán 渦の安全性を結び付けると、4 章 3 節の場合のようにこの場合よりも流れ方向に短い断面にみられる周期性の強い変動圧が生じる現象についても説明できるものと思われる。

物体の表面にその物体に比して、小さいスケールをもつ変動圧が作用する場合、評価しようとする表面の面積が大きくなるほど、変動圧の位相差などのために、その面全体についての単位面積当りの変動力は小さくなる。その減少の低度を調べるための 1 例として、空間同時相関を模型側面について積分してみた。変動スケールの尺度を模型の流れに直面する見付巾 d とするとき、側面中央点中心とする $d \times d$ の正方形部部分に作用する変動力の rms 値は中央点での変動圧の rms 値の 0.65 倍、 $2d \times 2d$ まで広げると 0.45 倍になることがわかった。すなわち、中央点の変動風圧係数は 0.1 程度であるから、その点を中心とする $d \times d$ の面に作用する力の係数は 0.065, $2d \times 2d$ の面では 0.045 となる。

§ 3 各種格子乱流に対する静的な圧の分布

3.1 概 説

前節でこのような流れ方向に細長い断面をもつ、模型周辺の流れの形態を支配する要素として、流れに含まれる乱れが主要な役割をもつことがわかった。しかし、前節の乱れは、乱れの強さ7%, 流れ方向の積分スケールが~~も~~²5cmのものに限られていた。そこでここでは乱れの強さを変化させ得る範囲で変化させ、同時に流れ方向のスケールも変化させて、そのときの現象の違いを観察することにした。乱れの強さという無次元化量は乱れに固有なものであるが、流れ方向のスケールの影響は模型の大きさと相対的なものであらうと考えられる。そこで模型断面の大きさも種々に変化させることにした。したがって、自然風の乱れが等方性乱流に近い格子乱流で代用できるかどうかはともかく、乱れの流れの形態に及ぼすパラメータとして、乱れの強さ $\sqrt{u^2}/U$ (u : 流れ方向の変動速度成分, U : 一般流の速度) とスケール比 L_x/d (L_x : 流れ方向の積分スケール, d : 模型の流れ方向に対する見付巾) を中心に測定データを整理する。また、Bearman^(5.4) は乱流に直面する板の背圧がこれらのパラメータを一つにしたもの $(\sqrt{u^2}/U)(L_x/d)^2$ できめられることを指摘している。この場合もこのパラメータが適用できるかどうか興味ある問題である。

前節の結果から流れの形態の変化を調べるには、変動圧を測定しなくても、測定の容易な静的な圧の分布だけで十分であると考え、静的な圧の測定のみで止めた。しかし、これまで剥離流の刺激としてのみ考えている乱れの効果が、直接風圧に影響も考えられるので、そのような現象が表われやすいと思われるスケール比の大きい場合について、速度変動と特定の点の圧の変動との相関を測定することにした。

3.2 実験方法

Reynolds 数のことは別にして、自然風と風洞風とを比較すれば、一般に風洞では乱れの強さが弱いことと、乱れのスケール比が小さくなることである。とくに、スケール比を合やすということは技術的に困難なことが多い。まして吹出口が50cm×50cmの径のものでは自然のあらゆる条件を満たすことは無理であるが、自然の条件は千差万別であり、とくにスケール比がいくらでないといけないということはないのである。したがって、できるだけ大きいスケールのもので得るという考えで、2章2節の結果に基づいて、格子と模型の位置を離すことにした。そのとき、流れが拡散するのを防ぐために図5.3.1のように延長筒を用いている。このようにすれば1枚の格子から、3種類の乱れを得ることができる。そして、格

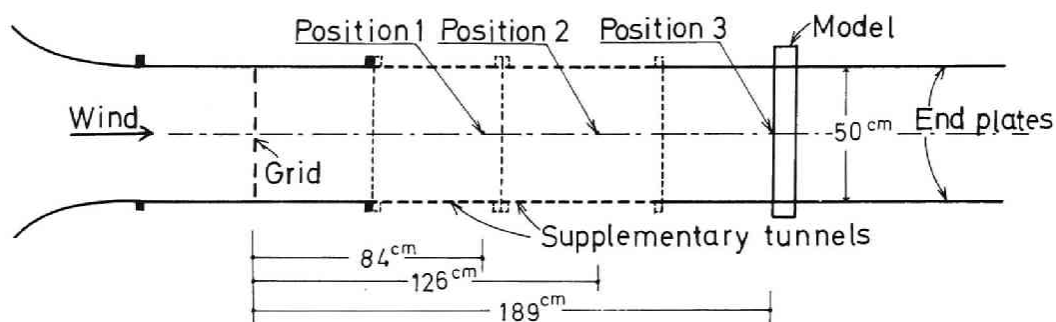


図 5. 3. 1 測 定 位 置

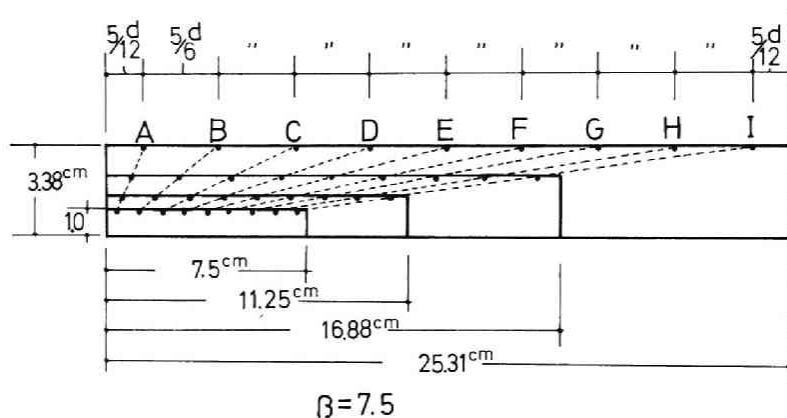


図 5. 3. 2 模型の断面と測点の位置

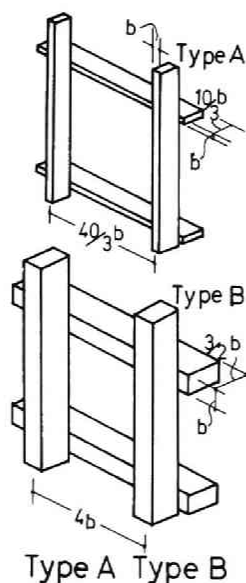


図 5. 3. 3 格子の種類

Type A Type B
 $A_1 b = 0.4 \text{ cm}$ $B_1 b = 1.4 \text{ cm}$
 $A_2 b = 0.6 \text{ ''}$ $B_2 b = 2.0 \text{ ''}$
 $A_3 b = 0.9 \text{ ''}$ $B_3 b = 3.0 \text{ ''}$

子と測定位置の距離を 1.5 倍ずつ増加するようにした。

模型は木製で、断面は図 5. 3. 2 に示すように短辺と長辺の長さが 10mm×75mm, 15mm×113mm, 22.5mm×169mm, 33.8mm×253mm の 4 種類である。短辺と長辺の比は前節と同じく 1:7.5, 各模型の寸法もまた 1.5 倍ずつ大きくしている。静的な圧の測定点は各模型とも中央断面にとり、片側の側面に 9 点、反対側の面に補助用として 4 点とっている。

乱流格子は図 5. 3. 3 に示すような 2 つの形を用いた。A 型は弱い乱れを得るためのもので、素材の断面寸法はそれぞれ 4mm×13mm, 6mm×20mm, 9mm×30mm, 格子間隔は 55mm, 80mm, 120mm の 3 種類である。B 型は 2 章第 1 節で検討したややスケールが大きい乱れが得られるもので、素材の断面は 13mm×20mm, 20mm×30mm, 30mm×45mm, 格子間隔は 55mm, 80mm, 120mm の 3 種類とした。これらの格子の諸寸法もまた、1.5 倍ずつ大きくしており、細かい格子から順に A₁, A₂, A₃, B₁, B₂, B₃, ということにする。

表 5. 3. 1 はそれぞれの格子による各測定位置での流れ方向の乱れの強さと積分スケールの値である。乱れの強さは測定に用いた定温度型熱線風速計に取り付けられている実効値計のメータの読みによるものである。

表 5. 3. 1 各種格子による乱れの強さと積分スケール

grids		A ₁	A ₂	A ₃	B ₁	B ₂	B ₃
position 1	intensity(%)	2.5	3.1	4.4	4.9	6.7	9.9
	scale (cm)	1.6	2.1	2.5	3.7	4.2	5.3
position 2	intensity(%)	1.8	2.4	3.5	3.7	5.2	7.0
	scale (cm)	2.3	2.8	3.1	4.5	5.8	5.5
position 3	intensity(%)	1.4	1.8	2.6	2.8	3.8	5.2
	scale (cm)	3.1	3.3	3.4	6.0	6.1	7.2

積分スケールは熱線風速計からの出力を AD 変換し、Taylor の仮定が成り立つものとして、自己相関関数から求められたものである。このときの読み取り間隔は $\frac{1}{1000}$ 秒まで 1000 個とったので、10 秒間の平均ということになる。測定位置は図 5. 3. 1 に示すように格子からの距離が短いものから順番に番号を付けている。したがって、例えば A₁ と position 1 の場合と、A₂ と position 2 の場合というような組み合わせは、乱れの強さが等しく、スケールが 1.5 倍になることを意図している。しかし、風洞口径が小さいことなどのため、その意図は完全には満たされていない。

変動圧の測定方法、データの収録方法は本章 1 節と同じである。

3.3 実験結果と考察

(a) 静的な圧の分布

前節で述べた18種類の乱流に、一様流を加えて19種類の流れの状態を得ている。これに断面寸法が1.5倍ずつに増加する4種類の模型を組み合わせると、76種類の側面における静的な圧の分布を得ることができる。ここでは現象の解明に必要ないくつかの場合を挙げて説明することにする。このように側面にはっきりした再付着点をもつ模型のまわりの流れは模型に当る流れに対するわずかな模型の傾きや、乱れの不均一性などに対して鋭敏に変化するため、つねに両方の側面で、同じ分布が得られるとはかぎらない。そこで点B, C, D, E, には反対側の側面にも測点を設け、模型を設置した台の傾きをジャッキで調整しながら、できるだけ対称的な分布が得られるようにしている。どうしても対称にならないものについては両側の平均値をとった。その他、この種の圧力分布は気象条件などにも左右されるらしく、再現性がかかなり難しいものである。このため測定は3月の快晴の日を選んで行なった。

図5.3.4は一様流と乱流の場合の静的な圧の分布を示している。乱れが流れの形態に及ぼす影響の機構は前節で説明した通りで、ここではむしろ一様流中の断面の大きさの違いによる圧の分布の差異が問題となる。一様流といっても乱れは含まれており、この場合、風洞の延長筒をとり付けた position 3 における流れで、延長筒を長くするほど筒の内壁面との

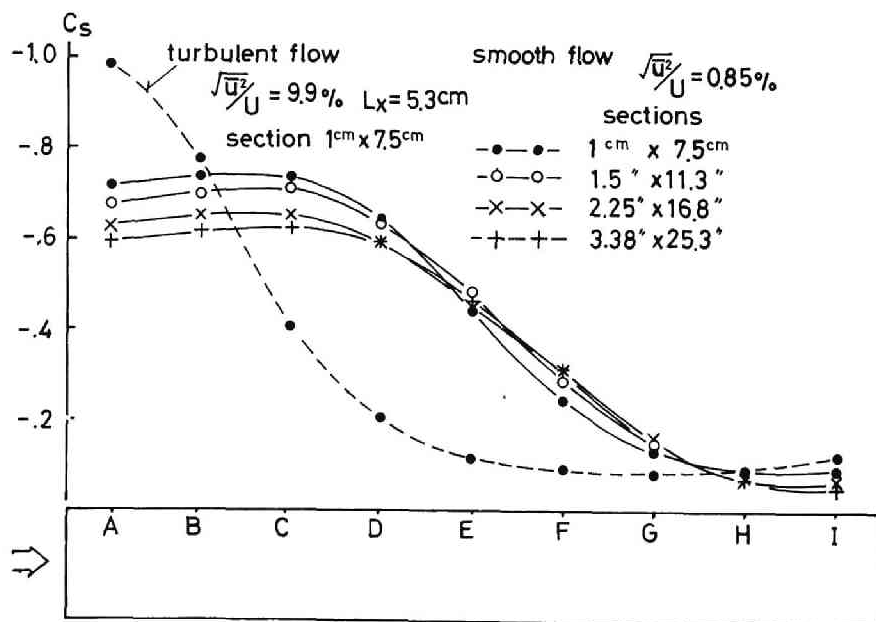


図5.3.4 一様流および乱流中における側面の静的な圧の分布

摩擦等で乱れが強くなる。波形をオシログラフで観察すると、格子によるものとは別種の約1秒周期で間歇的な高周波の乱れが生じている。それを時間的に平均した乱れの強さは、0.85%となるが、そのような弱い乱れでも模型周辺の流れに影響していることがわかる。すなわち、模型が小さいほど剥離流の厚さが薄く外からの乱れに刺激されやすいのである。この図で小さい断面のものが前縁での負圧が強く、再付着点が風上寄になっていることから、その効果は明らかである。これは、とりも直さず、スケール比 L_x/d の効果であり、スケール比の増加もまた、乱れの強さの増加、Reynolds 数の増加とともに剥離流の乱れの促進という効果をもっていることがわかる。

このような微妙な現象では、模型断面の大きさと風洞の径との関係なども影響する可能性もあり、測定の精度などを検討する必要もあって、乱れの強さとスケール比が大体等しい2つのグループについての分布を調べてみた。図 5. 3. 5 にその結果を示す。それぞれ3つの場合についてばらつきは小さくないが、よく似た傾向を示している。吹放し風洞であるための、大きい模型ほど再付着点が後方になるという傾向もみられず、この程度の断面ならば吹出口径との関係はないようである。ただ、ばらつきは大きく、とくに乱れの弱い方のグループではその傾向が著しい。乱れが強い方のグループは剥離流の乱れる点が前縁寄に限定されるため、比較的安定になると思われる。

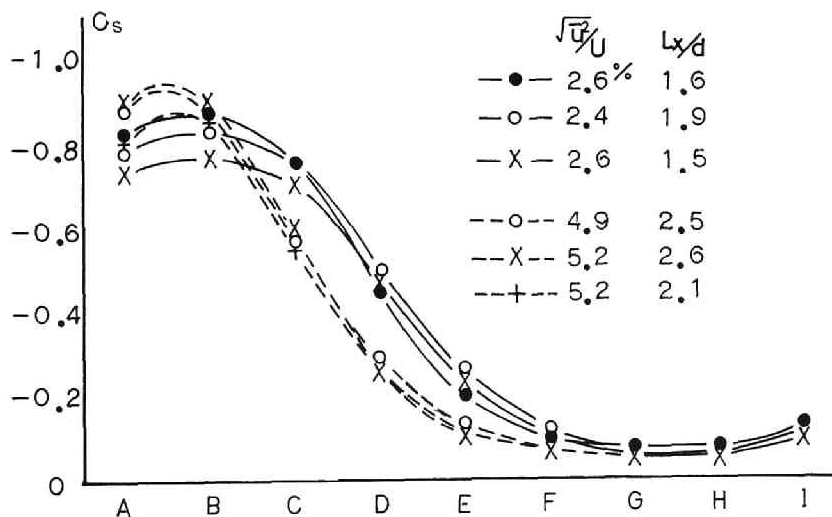


図 5. 3. 5 乱れの強さとスケール比がほぼ等しいグループの静的な圧の分布

前述の3つのパラメータのうち、Reynolds 数の影響は最も小さいと考えられ、現象が残り2つのパラメータできまっているものと考えられる。Bearman^[5.4] は残り2つを結びつけて、turbulence parameter $(\sqrt{u^2}/U)(L_x/d)^2$ と称し、平板の背圧がこれによって支配されることを見い出している。平板の背後の流体も、この場合の側面の standing vortex 中の流体も、剥離流に隣接しているという意味では同じであるから、ここで扱っている現象もまたこのパラメータで説明できる可能性を考えた。測定したもののうちからこのパラメータがほぼ等しくなるものを選び出し、図示すると図 5.3.6 のようになる。

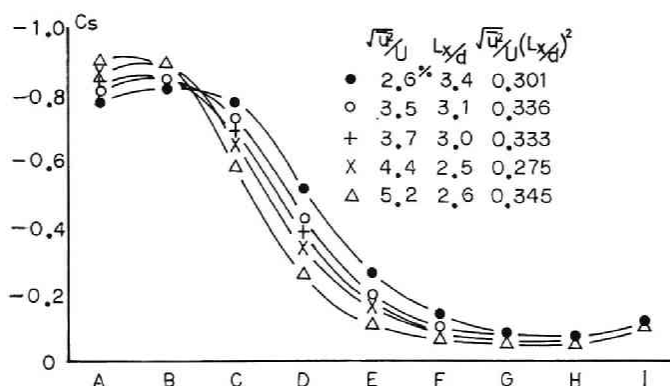


図 5.3.6 $(\sqrt{u^2}/U)(L_x/d)^2$ がほぼ等しいときの静的な圧の分布

分布にかなりの巾があり、このパラメータでは不十分であることがわかる。そして、乱れのスケール比が大きく強さが弱いものよりも、スケール比が小さく強さが強いものの方が乱れの影響を受けやすいこともわかる。このパラメータをこの現象に用いるに際していくつかの疑問がある。一つは Bearman 自身このパラメータの適用範囲を $L_x/d < 1$ としていることである。本実験の場合ほとんど $L_x/d > 1$ となるのであるため適用外となる。

L_x/d が極端に大きい場合は剥離流は乱されないであろうし、連行効果も生じないから適用できないことは明らかである。しかし、1 という値がどのようにして得られるのかについては述べられていない。もう一つの疑問はこのパラメータを誘導する際、連行量を扱っており、そのときに用いられるのが連行を司どる剥離流の乱れの特性長さではなく、一般流の乱れの長さ L_x が用いられていることである。

いずれにしても、この場合は現象に影響を及ぼす主なパラメータを乱れの強さと考え、本実験中最も乱れの弱い 1.4% の場合と、最も乱れの強い 9.9% の場合、中間の 4.4% の場合にわけてデータを整理することにする。それぞれ 4 種類の模型についての静的な圧の分布は、

図 5. 3. 7 に示すようなものとなる。

乱れの強さが 1. 4

% の場合は先に説明

した一様流の場合と

よく似ており、その

連行効果の機構もこ

れまで説明していた

ものをそのまま当て

はめることができる。

しかしながら、4. 4

% の場合のスケール

比の影響は単に一様

流の場合の説明では

不十分である。小さ

い模型の場合が影響

を受けやすいと考え

られるがほぼ全体的

に負圧が大きく、再

付着点が風上寄に移

動している形跡がみ

られない。これを解

明するには剥離流の

乱れによる連行効果

の他にもう一つの連

行効果、すなわち一般流に含まれる乱れによる連行効果を考えることができる。この連行効果は剥離流の乱れによる局所的なものとは異なり、剥離流の外側から作用するために作用範囲が広く、再付着点を風下寄に移すような働きをするものと考えることができる。このような観点から 9. 9 % の場合を考えると、この場合は剥離流に十分な刺激が与えられており、その乱れによる連行効果は極限に達して、前縁附近の負圧はこれ以上には強くならず、図に現われているスケール比の効果は一般流に含まれる乱れによる連行効果ということになる。これ以上の乱れの強さが得られなかったので検証はできていないが、そのような乱れに対して

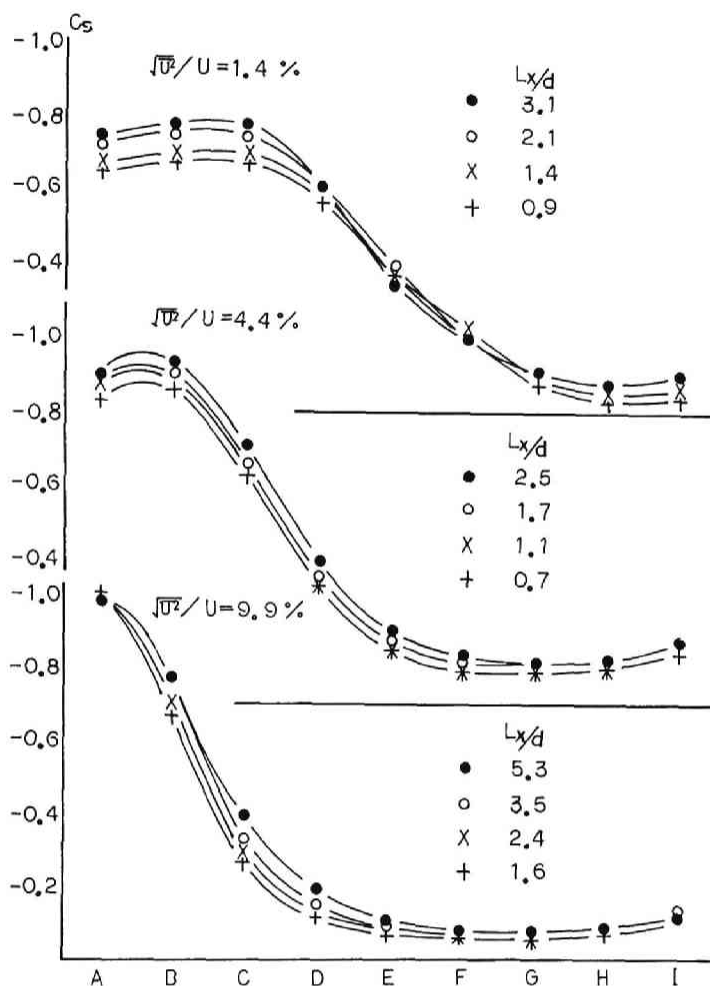


図 5. 3. 7 種々の乱れの強さに対する静的な圧の分布

行効果，すなわち一般流に含まれる乱れによる連行効果を考えることができる。この連行効果は剥離流の乱れによる局所的なものとは異なり，剥離流の外側から作用するために作用範囲が広く，再付着点を風下寄に移すような働きをするものと考えることができる。このような観点から 9. 9 % の場合を考えると，この場合は剥離流に十分な刺激が与えられており，その乱れによる連行効果は極限に達して，前縁附近の負圧はこれ以上には強くならず，図に現われているスケール比の効果は一般流に含まれる乱れによる連行効果ということになる。これ以上の乱れの強さが得られなかったので検証はできていないが，そのような乱れに対して

も剥離流の乱れによる効果は同じようになるのではないと思われる。そして Bearman^[5.4] の turbulence parameter はその誘導過程からみて、一般流の乱れによる直接的な連行現象を説明するのに有効ではないと思われる。

(b) 風速変動と風圧変動との相関

一般に風圧力は速度圧と風圧係数の積で与えられる。しかし、この場合のように風速すなわち速度圧が細かく変動する場合にもそのような関係が成立するかどうかは興味がある。平均的には、乱れの強さやスケール比が一定に保たれる以上、その関係が成立するであろうということは、これまでの議論からわかる。しかし、変動圧に対しては速度圧に変動がほとんどなくても、側面や背面には変動が生じるため、線型関係が成り立たないことも明らかである。風上面ではある特定の波長以上の変動に対しては線型関係が成り立つことは2章3節の結果からわかる。一方、この場合のように側面における圧についても、極めて長い波長の変動に対しては剥離流が刺激されることは少なく、線型関係が成り立つものと考えられる。しかしながら、その限界波長のようなものはいまのところ明らかでない。その限界波長についての興味や前項で議論した一般流の乱れによる連行効果の実態を知るために、風速変動と風圧変動の相関を調べることは意義がある。

ここでは15mm×113mm断面の模型の測点AおよびCにおける風圧変動と、模型の風上面から15mm離れた点の風速変動についての相関を調べてみた。このとき乱れの強さは5.2%、スケール比は4.8であった。平均スケールの大きい乱れはスケールの小さい乱れも含んでおり、スケール比が大きいほど相関が大きくなることが予想されるので、最も小さい模型を用いるのが適当であると考えられるが、圧力変換器の取付けが難しいことからこの模型を選んでいる。それぞれの場合についての相互相関関数、コヒーレンス、位相スペクトルを計算し、図5.3.8に示す。このとき、読取周波数は500Hzで4000個のデータをとっている。最高分析周波数は250Hzとなるので、aliasingを少くするため100Hzで半分出力になるR-C2段のローパスフィルターを用いている。相関関数を求めるためのずらし個数は±50個とし、スペクトル解析には Jenkins と Watts^[5.6] の紹介にしたがって alignment をした後±40のデータに Tukey の Window をかけている。したがって解析周波数巾は8.33Hz、Jenkins と Watts の著書によって計算した95%の信頼区間はコヒーレンスの平方根が0.4のとき0.5～0.3、0.3のとき0.4～0.19で対応する位相スペクトルも図示した程度である。

わずか数cmしか離れていないのに、風速と風圧の相関はかなり低いものであることがこの図よりわかる。これは風速変動とは直接関係のない剥離流の乱れが介在していることを示す。

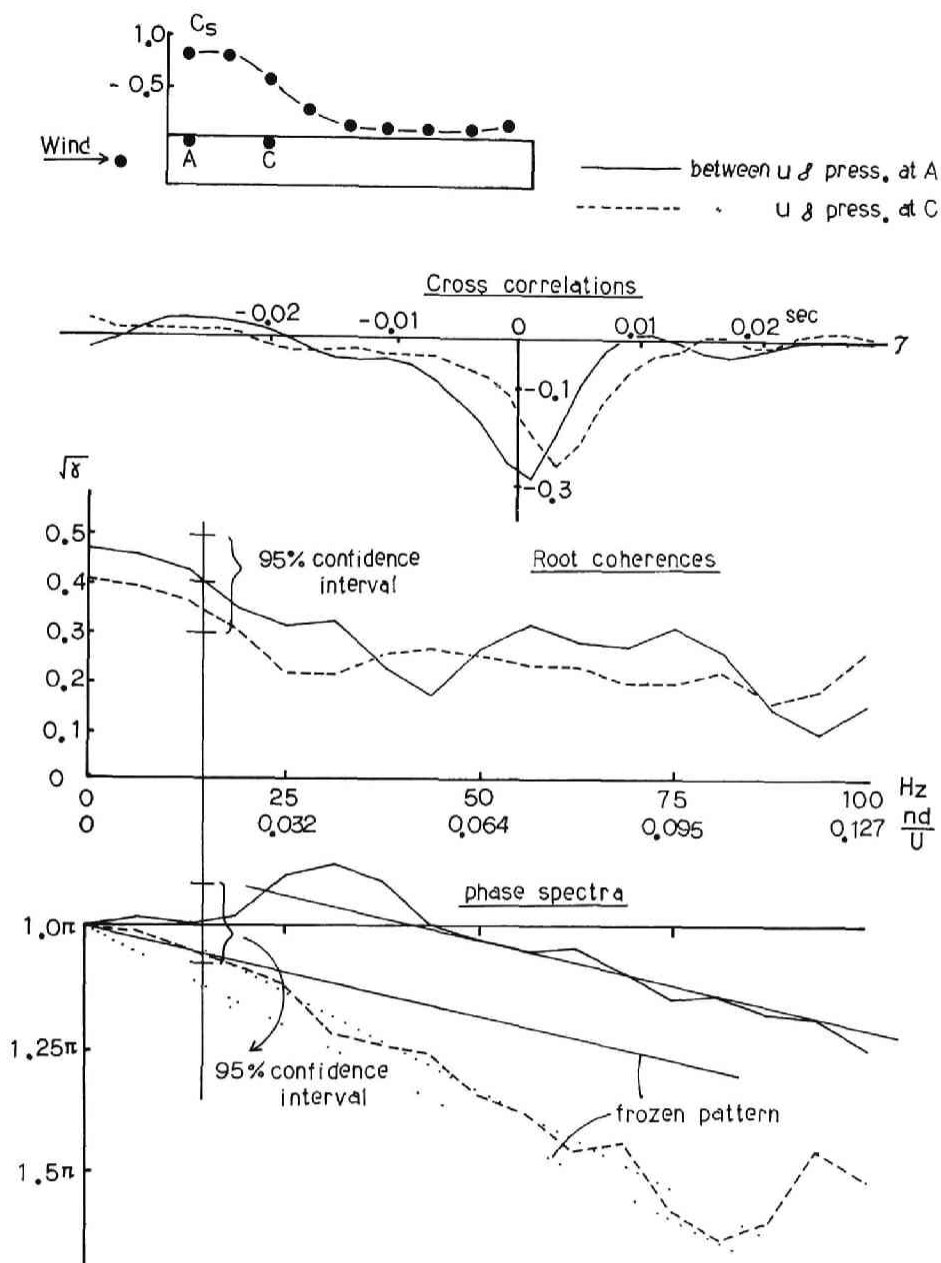


図5.3.8 風速変動と側面の風圧変動との相互相関

そして、一様流ではほとんど剥離流が乱れないA点においても、すでに剥離流が乱れていることは前節の結果から推定される。しかし、逆にいくらかでも相関があるということは速度変動が単に剥離流の乱れを促進するだけでなく、直接風圧変動にかかわりをもっているということである。このかかわりの仕方にはゆっくりとした速度圧の変動に伴うものと、直接的

な連行効果の2つが考えられる。前者ならば、変動の間にあまり位相差がないはずであり、後者ならば速度変動が圧の測定点に伝わる時間差があるはずである。相関関数に時間遅れが見られたことから、少くとも前者だけではないことがわかる。このかわり方を周波数成分に分けて考えるために、コヒーレンスや位相スペクトルをみると、コヒーレンスでは周波数の低い成分にやや高い相関があるが、だいたいコヒーレンスの平方根が0.25程度と低く、とくに伝達性の強い周波数成分はみられない。これはまた相関関数からもある程度わかることである。一方、位相スペクトルからはいくつかの興味ある現象がわかる。すなわち、伝達速度が速い低周波成分と、それよりは遅い高周波成分とに分けられるということである。A点との相関では30 Hz 近辺で位相の遅れが π よりも小さくなっている。位相差 π というのは速度の増加を正に負圧の増加を負にとって測定しているので同時現象であることを意味する。したがってこれをそのまま解釈すると風速変動よりも風圧変動が先行しているという印象を受ける。しかしながら、相関関数の形をみれば風速とA点の風圧との相関は、ずらし時間 τ が負のときの相関に対して、 τ が正のときの相関は急激に減少している。これはA点を中心にその風上側から風下側にかけて流れの性質が急激に変化していることを示している。つまり、剥離流の乱れがA点附近で急激に発達することによって一般流に含まれる乱れの痕跡が薄らぎつつあるということを示している。位相スペクトルの図には乱れの場合が一般流に乗って移動する frozen pattern を仮定した場合の直線を記入している。A点、C点、いずれの場合にもそれより早い伝達が見られるが、これは前縁で流れが加速するためであろうと考えられる。そして、高周波成分では frozen pattern の線と平行なスペクトルが得られているが、これは変動成分が各々の測点上では一般流と同じ速度で移動する成分があることを示している。これは剥離流の乱れによる変動が一般流の0.4倍の速度で移動するという前節の結果からもわかるように、一般流に含まれる乱れによるものであることは明らかである。そしてそのような成分こそ直接的な連行効果をもつものであると思われる。

位相の伝達速度が速く連行効果と関係がない低周波成分と、連行効果と関係があるとみられるこの成分との境界は位相スペクトルの frozen pattern の線と平行な線がそれる周波数と考えられ、それらを20 Hz とすれば、その無次元化周波数は0.025 となり、波長40 d がそれらの限界として得られる。つまり波長40 d 以下の変動が連行効果に関与することになる。

3.4 各種の乱れに対する静的な圧の分布

流れ方向に細長い断面をもつ模型の側面に沿う流れの形態が一般流に含まれる乱れに影響

されるということはわかっていたが、その乱れの性質のうち乱れの強さとスケールを種々組み合わせて、それぞれの現象に対する寄与を調べようとした。スケールの効果は模型の大きさに対する比として考えられるが、それがはっきり剥離流の乱れを促進する作用として表われるのは1%前後の弱い乱れの時だけで、乱れが4%以上になると剥離流の乱れを介さない直接的な連行効果にも寄与するようになる。そして剥離流を乱すのは乱れの強さが主役となる。乱れが10%近くになると剥離流の乱れは限界に達し、剥離流の乱れによる連行効果に重なる直接的な連行効果による圧の変化が顕著になる。

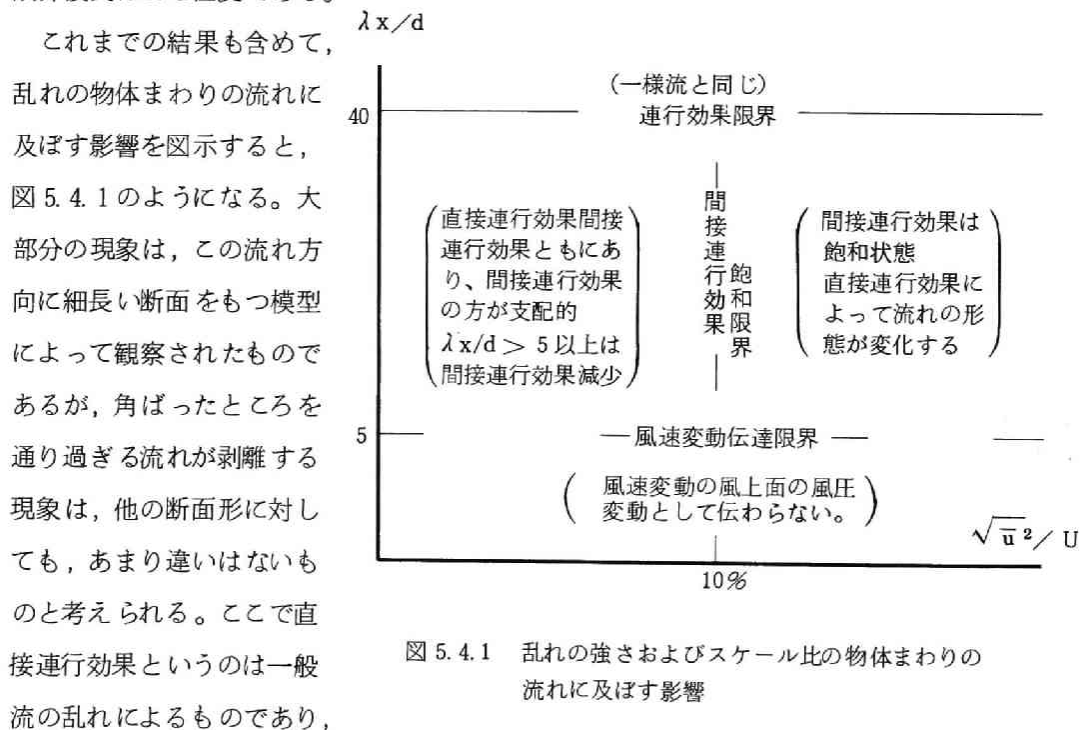
流れに含まれる乱れによる直接的な連行効果の所在を調べるために、風速変動と模型側面の点における風圧変動との相互相関を求めてみた。その結果、一般流と同じ速度で移動する変動成分を見出し、その成分が生じる機構は連行効果であると考えられる。Bearman^(5.4)の turbulence parameter はむしろこのような直接的な連行効果に適用できると思われる、そのスケール比の範囲は $L_x/d < 40$ 程度になる。

§ 4 結 論

流れの方向に細長い長方形断面をもつ2次元模型の側面に生じる圧を観察し、この種の物体のまわりの流れの形態を推察した。前縁で剥離した流れは強い渦度のために乱れながら側面に付着する渦を形成する。この渦は前縁で続々生成される渦度のために増大し、不安定になって分裂し、その一部が下流に流れる。このとき留まっている渦の流体の一部も連行されるため、前縁附近で負圧が強くなる。この現象はかなり早い周期で繰り返され、平均的にみると、側面の前縁寄に定常的な渦があり、その外側に沿って剥離流が流れ、渦の終端で再付着しているかのように見える。この流れは前縁近くで風圧係数-0.6 ぐらいの負圧をもたらす。分裂が生じる位置附近から徐々に圧が上昇し、やや周期的で圧の強い変動が生じる。その周期性は Kármán 渦状の渦によるものほど顕著ではないが、一般の格子乱流や乱流境界層のものよりは周期性が強い。面に作用する圧の等相関線は風向直角方向に長軸をもつ楕円形になり、この点では乱流境界層のものと似ている。渦の長さの諸元は風速に関係なく、模型の大きさに比例し、流れの形態の幾何的な相似性がほぼ確立している。これはまた流れの形態が Reynolds 数の影響をあまり受けないことを意味している。したがって渦の時間的な変動の性質は風速に比例して、 nd/U (n : 周波数, d : 模型の代表的な長さ, U : 風速) という無次元量は各渦に対して一定値となる。この断面形では最も強いエネルギーをもつ渦の nd/U は 0.16 となり、Kármán 渦状の渦に対する Strouhal 数と近い値になる。

このような流れの場が確立されているときには、静的な圧の場合と同じく、 $\sqrt{p_f^2}/q$ 、($p_f = p - \bar{p}$ 、 p ；静圧、 \bar{p} ；平均静圧、 q ；速度圧)、も任意の1点に関して一定値となる。

実験した範囲内では Reynolds 数の影響はほとんどないが、まったくないわけではなく、Reynolds 数の増加によって、剥離流の乱れが促進されている形跡がみられた。剥離流の乱れの促進という点では Reynolds 数の増加よりも一般流に含まれる乱れの影響が著しく、面の前縁寄りに停留している渦からの流体の連行作用が活発になる。このため、流れの形態は一樣流中のものと比較して大きく、変化する。すなわち、前縁附近で負圧が強くなり、これに引寄せられて剥離流は再付着しやすくなって、再付着点は面の風上方向に移る。この効果をさらに詳しく調べるため、一般流に含まれる乱れの性質をその流れ方向の乱れの強さと積分スケールと考え、乱れの強さ、スケールと模型の長さの比を種々組合わせて、静的な圧の分布を比較した。その結果、乱れの強さが1%前後では乱れの強さ、スケール比ともにこの効果に関与すること、乱れの強さがそれ以上になると、乱れの強さが主役になること、乱れの強さが10%ぐらいになると、この効果は限界に達することがわかった。この剥離流の乱れによる連行効果とは別の流れの乱れによる直接的な連行効果も観察され、それにはむしろスケール比が主役になるようである。風速変動と風圧変動の相関から推定されるこの効果の限界波長は40 d程度である。



間接連行効果は剥離流の乱れによる 2 次的な連行効果を意味するものである。これらの解析

から、スケールの大きい乱れの成分は物体まわりの流れにあまり影響しないことがわかり、風向の変化のみを適当に考慮すれば、静的に測定された値がそのまま係数として用いられることを意味する。この原理を相似則に導入すれば、風洞流の乱れは、自然風のものより、スケールも小さく、乱れの強さも弱いものでよいことになる。

剥離流の乱れの影響をうける建物の外装材や窓ガラスに作用する荷重を査定する助けとして、等相関線を積分し、面の大きさに対する変動荷重の低減を試算してみた。圧の変動の約半分になると評価される面の大きさは、図 5.2.7 からほぼ $2d \times 2d$ で、開口部や建物の一部を想定するにはかなり大きいものになる。また周波数を考慮すると、その大きさは図 5.2.8 から $0.22 U/n \times 0.22 U/n$ となる。もっとも強い変動成分 $n = 0.16 U/d$ に対して $1.4d \times 1.4d$ であるから、よほど周波数の高い変動成分を考えると以外には大きさによる変動荷重の低減は考えないほうがよい。

参 考 文 献

- [5. 1] Mori, T., " On the Dynamic Wind Forces on a Flat Roof ",
日本建築学会論文報告集, 第 206 号, 昭和 48 年 4 月, pp.9-14.
- [5. 2] Cermak, J. E., " Separation- Induced Pressure Fluctuation on Buildings ", Proceedings of U.S - Japan Research Seminar on Wind Loads on Structures, Oct.1970, Honolulu Hawaii, pp.55-70.
- [5. 3] Davenport, A. G., " Note on the Distribution of the Largest Value of Random Function with Application to Gust Loading " Proceedings, Institution of Civil Engineers, London, Vol.28, May, 1964, pp.187-196.
- [5. 4] Bearman, P. W., " On Investigation of the Forces on Flat Plates Normal to a Turbulent Flow ", Journal of Fluid Mech., Vol. 46, part 1, 1971, pp.177-198.
- [5. 5] Willmarth, W. W. and C. E Wooldridge, " Measurement of the Fluctuating Pressure at the Wall beneath a Thick Turbulent Boundary Layer ", Journal of Fluid Mech., Vol. 14, 1962, pp.187-210.
- [5. 6] Jenkins, G. M. and D. G. Watts., " Spectral Analysis and Its Applications ", Holden-Day, 1969.
- [5. 7] Gerrard, J. H., " The Mechanics of the Formation Region of Vortices

behind Bluff Bodies", J. Fluid Mech., Vol. 25, part 2, 1966, pp. 401 - 413.

- [5. 8] Roshko, A. " On the Wake and Drag of Bluff Bodies ", J. Aeronautical Sciences, 1955. pp. 124 - 132 .

第6章 長方形断面をもつ3次元角柱に作用する風圧力

静的な圧の分布に関しては2章で述べた。したがって、ここでは変動圧を含めた測定を扱うことにしたいのであるが、以下に述べるように、これには非常な困難を伴うことになる。変動圧に関しては、4章3節の概要にも述べたように、多点同時測定の困難があり、変動力に関しては、2次元の場合よりモーメントによる測定成分が増すために、装置が複雑になって、3章1節で述べた感度のよい変換器を用いても、十分に固有振動数を高くすることは難かしい。

このような困難を克服して測定を行うためには、今後さらに時間と労力が必要であると思われる。従来、この種の研究を系統的に行った研究者は数少なく、筆者の知るかぎりでは、1968年のB. J. Vickery^(6.1)の研究を見るのみである。彼は10%程度の乱れを含んだ水流を用いて、各種の寸法をもった直方形模型に生じる抗力と揚力の測定を行っている。彼の場合も圧の測定、モーメントの測定はなく、また傾き角の変化もない。彼の研究結果によれば、断面積に比して高さが十分高いものでは、Kármán 渦状の渦による揚力変動が見られるが、高さの低いものでは乱れの影響が卓越して、渦による周期的変動は現われまいということである。

一方、立川^(6.2)は、高さが1辺の長さの4倍である正方形断面柱と、高さが短辺の4倍である1対2の断面をもつ角柱の風圧分布とその変動を測定しているが、Kármán 渦状の渦による周期的な変動は、正方形断面柱の傾き角がない場合に限られるという結論を得ている。また、石崎、河井^(6.3)は、高さが1辺の長さの4.5倍の正方形断面柱を用いて自然風中で圧を観察している。彼等も傾き角がない場合、側面で Kármán 渦状の渦による周期的な変動を見い出しているが、立川の場合に比べて不規則性が強いようである。

以上の研究はいずれも、乱流中の現象を扱っており、現実の構造物を想定した貴重な研究である。しかしながら、乱流中の実験は乱れの性質に左右されることや、剥離流が乱れやすくなるために、現象が複雑になる。そして、これらの研究結果から3次元の現象は周期的な渦の発生という点において、2次元の現象とはあまりにもかけ離れていることがわかる。したがって、筆者は渦の挙動による風圧変動をより簡単に観察することができる一様流の場合も重要なのではないかと考えて、また、2次的な現象がどのような状態で3次的な現象につながっているのかという点に興味をもって以下の研究を行った。

§ 1 一様流中の正方形断面模型に作用する風圧

1.1 概 要

3次元模型に作用する風圧を測定するといっても、現象を全部総合的に把握することは、なかなか困難な問題である。圧を測定するためには多大な測点を要する。また、かりに抗力、揚力、モーメントといった圧を積分した力が測定できたとしても、種々の断面形と種々の高さとの組合せ、傾き角の変化、流れの乱れの性質など多くの変化要因があり、これらをいかに組み合わせるかという問題は研究目的に応じて検討されなくてはならないだろう。ここでは2次元模型で、もっとも風圧力に影響の大きかった周期的な渦が模型の高さを変化させた場合どのように変るかという問題をとりあげる。正方形断面模型に作用する圧を測定するということは、2次元模型の研究結果から、また、作業の簡易さから、この目的に適した最良の方法であると思われる。

1.2 実験方法

模型は木製で、断面の大きさは $3\text{ cm} \times 3\text{ cm}$ 、と $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ の2種類とする。高さはビニール板を用いた地面板の上部に突出した模型の長さを加減して調節する。 3 cm 角の模型は高さを大巾に変化させたときの1点の圧を測定するために用い、他方 5 cm 角の模型は高さが低い場合の断面内の分布などを測定するために用いた。この模型の測定の位置は図6.1.1に示す。

風洞は広島大学工学部に属する口径 $50\text{ cm} \times 50\text{ cm}$ の吹放し開放型と、京都大学防災研究所に属する口径 1 m の8角形断面をもつ、回流、開放型のものを、適宜用いた。また、実験風速は 12.5 m/sec とした。変動圧の検出は、3章1節で説明したダイヤフラム半導体歪ゲージ型で、検出器からの出力は実効値計に接続して目読したり、さらに解析の必要なものはデータレコーダに収録した。スペクトル解析は、 $1/3$ オクターブバンドパスフィルターで行い、相関の計算はデータレコーダの出力をAD変換してデジタル計算機により行った。

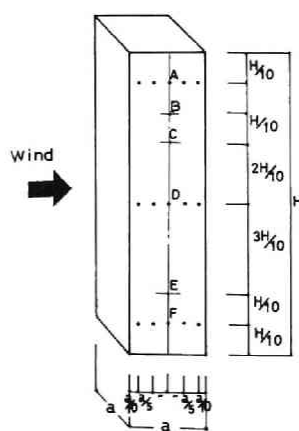


図 6.1.1 測点の位置

1.3 実験結果と考察

(a) 模型の高さによる変動圧の変化

変動圧の高さによる変化を調べるためのもっとも簡便な方法として、周期的な渦による変動圧が作用すると思われる傾き角がない場合の側面に注目した。側面全体の圧を調べることは容易ではないため、側面の中央1点を代表的に選び、模型の高さを変化させたときの変動圧の実効値を示したものが図 6.1.2 である。最初に広島大学工学部の風洞によって、風洞の大きさの限界と考えられる高さ13aまで変化させたが、実効値は2次元の場合の値より小さく、さらに高いものまで測定する必要が生じた。そこで、大きい風洞を用いて同じ測定を繰返した。高さを25aまで変化させたのだが、まだ、実効値は2次元の場合より小さい。しかし、風洞の大きさによる制限と、実効値がほぼ2次元の場合に近づいたので、これ以上高いものについてはとりあげなかった。

図 6.1.2 に現われた2つの実験結果の差異については、同じ模型や、地面板を使用したこと、気流の乱れの強さも0.4%程度ではほぼ等しいことなどのためにその原因は不明である。しかし、高さ8aから10aで、実効値が極小になることは確かである。この実効値は、単に周期的な渦によるものだけではないが、模型の高さが高くなるほど、単純に2次元の現象に近づくと考えていた筆者には予測しえないことであった。しかも、後述するように、この変動には渦による周期的成分が多いのである。この現象をさらに追求するために、広島大

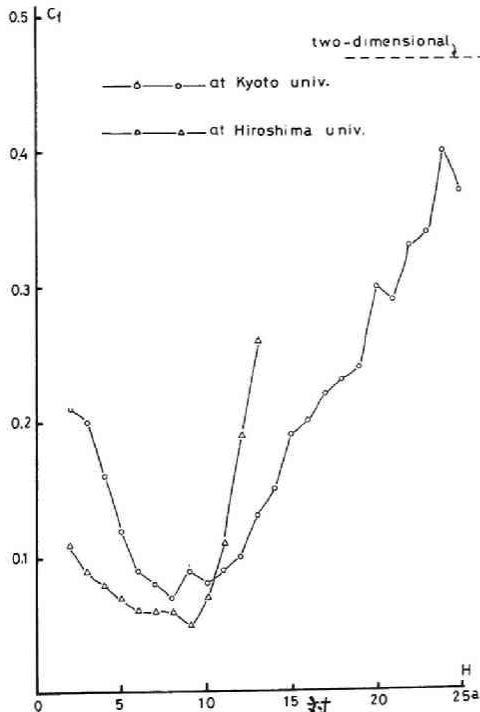


図 6.1.2 模型の高さに沿う側面中央点での変動圧

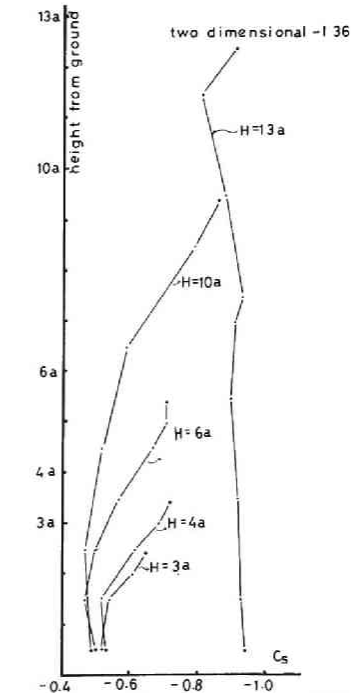


図 6.1.3 種々の高さをもつ模型の背面中央線に沿う静的な圧の分布

学の風洞で、いくつかの模型の高さについて、背面の高さ方向の中央線に沿った背圧の分布を測定した。その結果は、図 6. 1. 3 である。この図から、図 6. 1. 2 で示された結果の原因が推定できる。すなわち、この分布が 2 次元的な渦が発生するかどうかの目安になるということである。模型の高さが低い時には、剥離流による後流の連行作用は、頂部、底部ともほぼ均等に生じ、背圧も均等になって、かえって周期的な渦が生じやすい。しかし、模型の高さがある程度高くなると、頂部附近の後流は、両側面と屋根面からの剥離流の連行作用を受けて負圧が大きくなるのに対して、底部附近の後流は両側面からの剥離流による連行作用のみで、しかも、その剥離流は模型が存在するために厚くなった地面板上の境界層の影響を受けて、連行作用が衰えているのである。このような状態では、頂部と底部では圧差が大きく、2 次元的な渦列を生じにくい。H = 10 a の場合がその傾向がもっとも顕著な場合であり、周期的な渦による圧の変動が最小になることは理解できる。H = 13 a になると、真の 2 次元的な流れに近い流れの場が生じて、底部から頂部まで一貫した周期的な渦による連行効果が生じるものと思われる。しかし、まだ側面の変動圧の実効値、および背面の負圧は 2 次元のものよりかなり小さい。

(b) 高さ方向の変動圧の分布と相関

2 次元に近い流れの場を呈する高さの高い場合は 4 章で述べたものと本質的にはあまり変わらないものと考え、ここでは、5 cm 角模型を用いて、擬似 2 次元的な現象が生じる高さの低い場合について考察することにする。

図 6. 1. 4 はデジタル計算による H = 2 a および H = 6 a の模型の側面における頂部に近い B

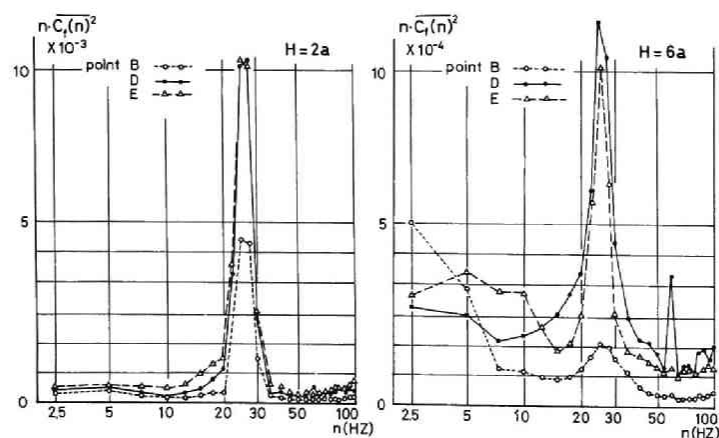


図 6. 1. 4 側面の 3 点における変動圧のパワースペクトル

点, 中央部のD点, 底部に近いE点における変動圧のパワースペクトルである。 $H=2a$ の場合のみならず, 比較的変動が弱い $H=6a$ の場合でも周期的な渦による変動がみられる。図 6.1.5 は変動の実効値の分布と中央点Dを基準とした2点間の変動の同時相関と, 正規化された co-spectrum の渦による周波数成分の値を示している。この時の co-spectrum の分析バンド巾は 3.33 Hz である。相関関数と co-spectrum の図から, 立方体では渦自体は比較的整然としているが, 他の変動がかなり混入していることがわかる。 $H=2a$ では変動成分は図 6.1.6 に示すように, ほとんど整然とした交番的な渦のみによるものであり, それは前図のパワースペクトルからもわかることである。この現象を以下では擬似2次元的な現象と呼ぶことにする。このような整然とした渦は $H=4a$ ぐらいまで存在するが, それよりも, 模型が高くなると, そのような渦は上部から崩れていく。この 5 cm 角模型の場合は 3 cm 角模型の場合と異って, 側面中央点の実効値は $H=4a$ の場合が最高で 0.077 であり, 2次元の場合の値の 17

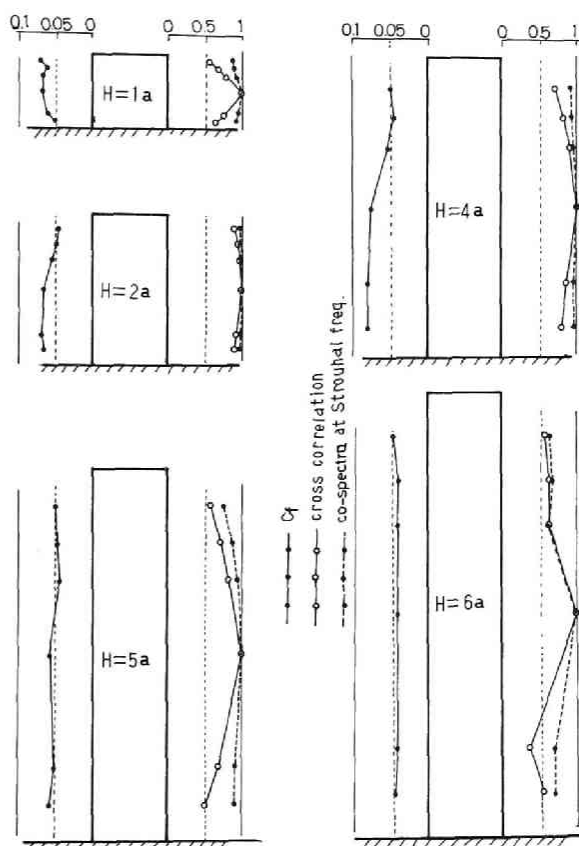


図 6.1.5 側面中央線に沿う変動圧の分布と中央点を基準とした変動の相互相関

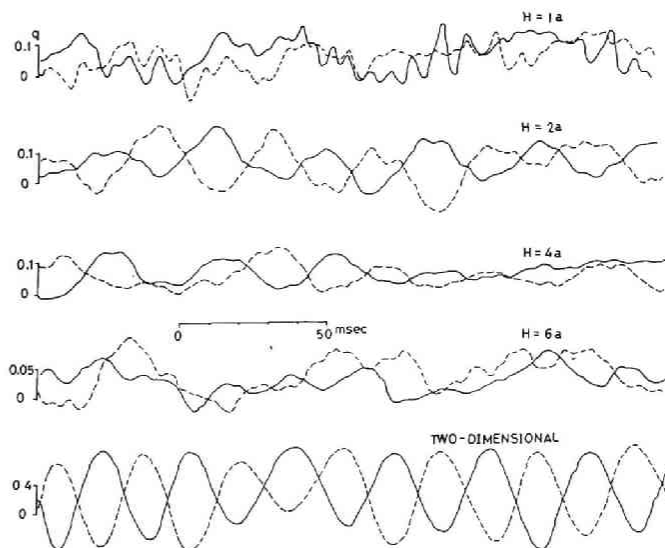


図 6.1.6 対称な側面中央点における変動圧の波形

%程度である。また、Strouhal 数は $H=1a$ 、 $2a$ 、 $6a$ でそれぞれ0.096、0.104、0.100、となり、いずれも2次元の場合の0.12よりも小さい。

(c) 水平断面内の変動圧の分布

これまでは、傾き角のない模型側面の鉛直方向の中央線に沿った点の変動圧についてのみに論じたが、水平断面内の変動圧の分布についても考えて見なければならない。

ここでは、擬似2次元的な現象が顕著な $H=3a$ の場合と、その現象が崩れる $H=6a$ の場合をとりあげることにする。

図6.1.7は $H=3a$ の場合の頂部附近の断面A、中央部の断面D、底部附近の断面Fの各水平断面における変動圧の実効値の分布と、中央断面のいくつかの点における $\frac{1}{3}$ オクターブバンドパスフィルターによる変動圧のパワースペクトルを示している。各面とも、底部に近いところほど圧の変動が強いが、これは前述したように、底部ほど2次元性が強い

ため、周期的な渦が生じやすいことを示している。ただし、風上面の底部では、地面板の境界層の乱れによる影響を受けているものと考えられる。そして、風上面の端部での変動圧の増大は側面の渦による影響を受けていることが、そのスペクトルからわかる。側面では交互に発達し、流出する渦のため強い変動圧が生じる。とくに、前縁附近では剥離流が乱れないために、周期性の強い変動がみられるが、後縁附近では剥離流が乱れるために、高周波成分を含む変動がみられる。背面では側面寄りでは、周期的な変動がみられるが、中央に近づくにつれて、その成分は少なくなり、中央部では、周期的な変動はなくなっている。半周期の成分もみられないことから、そこでは周期的な渦の影響はないといえる。

図6.1.8は $H=6a$ の場合の頂部附近、中央部、底部附近における変動圧

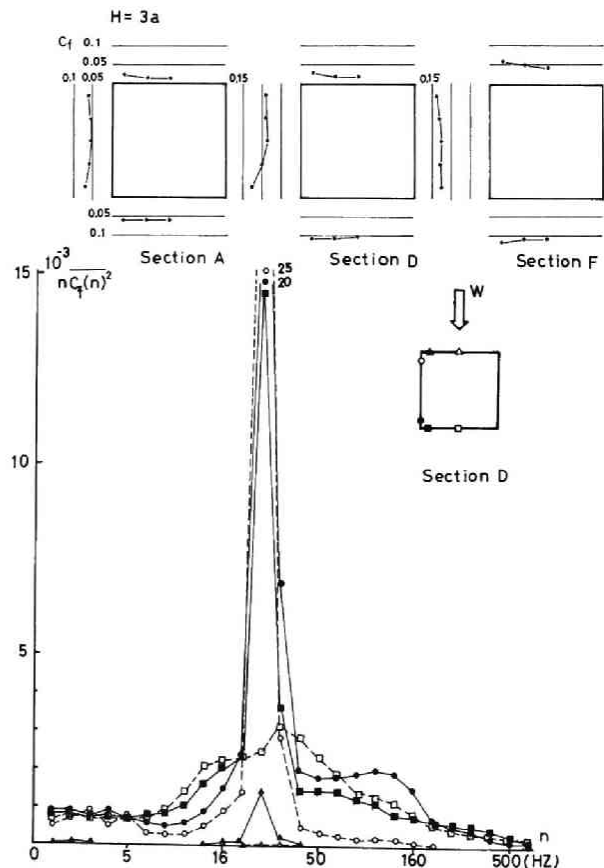


図 6.1.7 水平断面内の変動圧分布と中央断面における変動圧のパワースペクトル ($H=3a$)

の実効値の分布と、いくつかの点における変動圧のパワースペクトルを示している。 $H = 3a$ の場合と比べて、全体的に変動圧の強さは半分程度で、その分布は風上面を除いて、ほぼ一様になっている。その原因は、パワースペクトルからわかるように、 25 Hz を中心とする周期的な変動の減少である。

しかしながら、この結果は図 6. 1. 3 に示した背面の頂部附近における比較的強い負圧とどのように結びつくのかという問題が残る。これまで考えていた強い変動に伴う連行効果という考えは成立していない。ここで推察される流れの形態は、側面前縁からの剥離流で生じた鉛直方向に軸をもつ渦は航空機の翼端附近から流出する trailing vortex のように、軸が流れ方向に曲げられる。そのような場合、渦が一般流に引張られる形になり、流れが遅い部分から速い部分への質量移送は生じるはずである。そして、そのような連行作用の方が渦の流出に伴う連行作用よりも強いのではないと思われる。このように考えると、変動圧の分布と背面の負圧の分布の関係はあまり矛盾なく説明できる。模型の高さが高くなり、 $H = 10a$ ぐらいまではこのように周期的に発生する渦が弱く、頂部附近での連行作用が強い状態が進行するが、高さがさらに高くなり、流れの形態が2次元に近くなると、渦が強くなる。そして、その軸が屋根まで達して、背面の負圧の分布は一様になる。

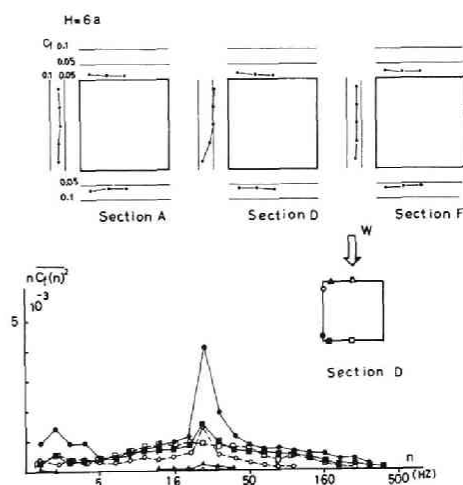


図 6. 1. 8 水平断面内の変動圧分布と中央断面における変動圧のパワースペクトル ($H = 6a$)

(d) 傾き角がある場合の変動圧の分布

傾き角がある場合にも、傾き角がない場合と同じような擬似2次元現象であるかどうかという問題は難しい。何故ならば、傾き角がない場合のように背面の圧の分布で簡単な検査が難しいからである。しかし、現象論的に考えると、傾き角があっても、そのような流れの形態は存在するだろうが、傾き角がない場合のように顕著にはならないだろうということと言える。この問題に関する詳しい検討は今後の課題として、ここでは $H = 3a$ で傾き角 15° と 30° について実験結果を示すことにする。

図 6. 1. 9 は、傾き角 15° の中央断面における変動圧の実効値分布と、いくつかの点に

おける変動のパワースペクトルである。4章の図 4.3.1 には正方形断面の傾き角 15° の場合はないので傾き角 20° の場合と比較する。分布の形はよく似ているが、値は2次元の場合の半分以下である。したがって、流れの形態としては2次元の場合とよく似ており、変動の強さが異なるという擬似2次元的な流れの形態がこの場合も存在しているらしいことがわかる。2次元の場合に対する変動圧の強さの減少の割合は、傾き角がないときの17%に対して、約40%となり差は縮まっている。スペクトル解析によれば各面とも周期的な渦の影響がみられるが、流れの影になる方の側面の後縁で周期的な変動がもっとも強い。その部分がそちら側の渦の生成域に近いための現象であると思われる。風上側の側面の後縁にみられる強い変動圧は、スペクトル解析からわかるように、周期的な渦によるものではなく、剥離流の乱れによる高周波成分をもつものが主成分である。

図 6.1.10は傾き角 30° の中央断面における変動圧の実効値分布といくつかの点における変動圧のパワースペクトルである。変動圧の分布が、4章の4.3.1図の2次元のものとよく似ており、値が小さくなることは傾き角 15° の場合と同じである。しかし、パワースペクトルを見ると風上側の側面における再付着に伴う剥離流の乱れによる高周波成分が、より高周波側になることは特徴的である。また、周期的な渦による変動成分はほとんどなくなっている。したがって、このモデルはほとんど周期的な変動力を受けないものと考えることができる。一方、2次元の場合は4章2節で述べたように、周期的な変動力を受けることから、その圧の変動には周期的成分が卓越しているものと考えることができるだろう。結局、このような対角剥離の場合は擬似2次元

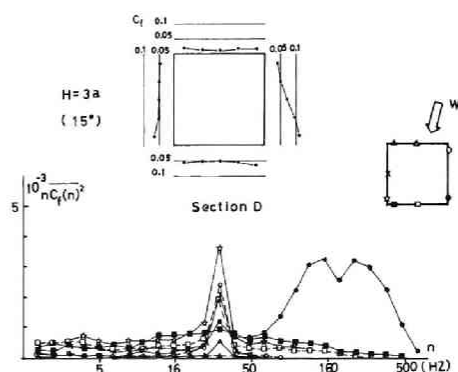


図 6.1.9 中央水平断面における変動圧の分布とパワースペクトル ($H = 3a$, 傾き角 15°)

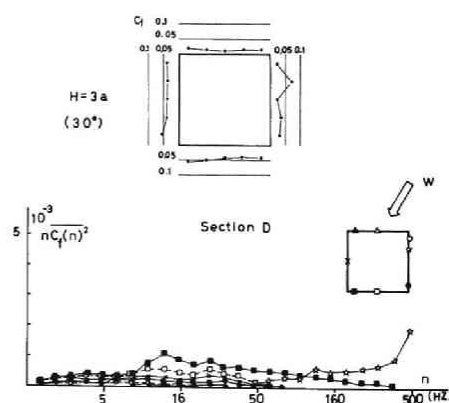


図 6.1.10 中央水平断面における変動圧の分布とパワースペクトル ($H = 3a$, 傾き角 30°)

的な現象は明らかでなく、模型の高さが高くなるにつれて、周期的な渦が生じ、単調に2次元状態に近づくものと考えられる。

1.4 正方形断面3次元模型に作用する風圧の特徴

正方形断面模型の高さを一辺の8～10倍くらいにすると航空機の翼端附近で生じる trailing vortex とよく似た現象で、渦は模型の上端に達することなく流れ去る。このときの連行作用が強いため、模型の背面では頂部附近で負圧が強く、底部附近では負圧が弱い特徴のある圧の分布が生じる。このような流れの場合は2次元的な渦の生成を妨げるために、周期的な変動力は小さい。高さが一辺の13倍ぐらいになると、渦が強くなって、渦の軸は頂上まで達し、2次元的な流れの形態となる。同時に背面の負圧も頂部と底部で一樣になり、高さを増すにつれて2次元の形態に近づくが、高さを一辺の25倍にしても端板を設けた2次元状態のようにではなく、側面における変動圧の強さは幾分小さい。一方、高さを低くして、辺の長さの2～4倍程度にすると、剥離を生じる前縁が短かく、渦そのものが弱いために背面の負圧も弱い、trailing vortex のような効果も小さいので、背面の負圧は一樣になり、周期的な渦による交番的な圧の変動が顕著になる。この変動圧の強さは、もっとも弱いときの2倍程度、2次元の場合の $\frac{1}{6}$ ぐらいである。相関計算の結果この場合の渦は、かなり整然としているので、このような流れの形態を擬似2次元状態と名付けた。

傾き角がある場合にも擬似2次元状態が生じるかどうかの判定は難しいが、一応剥離が前縁で生じるような場合はその形跡が認められ、剥離が対角で生じる場合は明らかでない。

§2 断面形の変化と乱れによる影響

2.1 概要

前節で扱った正方形断面角柱の高さの変化に対する流れの形態の変化が、他の断面形や、乱流中でどのようなようになるか、という問題は興味がある。したがって、ここでは前節で用いたもっとも簡便な調査法である背面の負圧の分布と、側面の1点における変動圧の実効値を得ることによって、それを調べることにする。傾き角のある場合は渦の発生が不安定で複雑になるため、ここでは省き、傾き角がない場合のみとする。

2.2 実験方法

実験方法は前節の方法とほとんど同じで、広島大学工学部の風洞のみを使用する。模型は木製で、前節で用いた3 cm角のものに、断面2 cm×4 cmのものを加え、これを90°回転させて、流れの方向に、また流れ直角方向に細長い断面型とする。乱流の性質は、4章1節で用いたものと同じく、乱れの強さ7%，流れ方向のスケール2.5 cmである。

2.3 実験結果と考察

(a) 断面形の変化による影響

剥離流が側面に再付着する割合が小さいと思われる断面形として、 $\beta = 0.5$ を、また、再付着する割合が大きい断面形として $\beta = 2.0$ を選んだ。模型の大きさに制約があるため、 $\beta = 0.5$ の場合は風向に対する見付巾 a の10倍まで、 $\beta = 2.0$ の場合は見付巾の20倍まで模型の高さを変化させ、そのときの背面中央線における高さ方向の負圧の分布、および、側面における変動圧の実効値を示したものが、図6.2.1(a), (b)である。いずれの図も左側は背面の負圧を示し、横軸には負圧の強さ、縦軸は測点の地面板からの高さを表わしている。右側は横軸に変動圧の実効値、縦軸は模型の高さである。 $\beta = 0.5$ のときの側面の変動圧は側面の中央点で測定したものであるが、 $\beta = 2.0$ のときの側面の中央点は剥離流の乱れによる変動

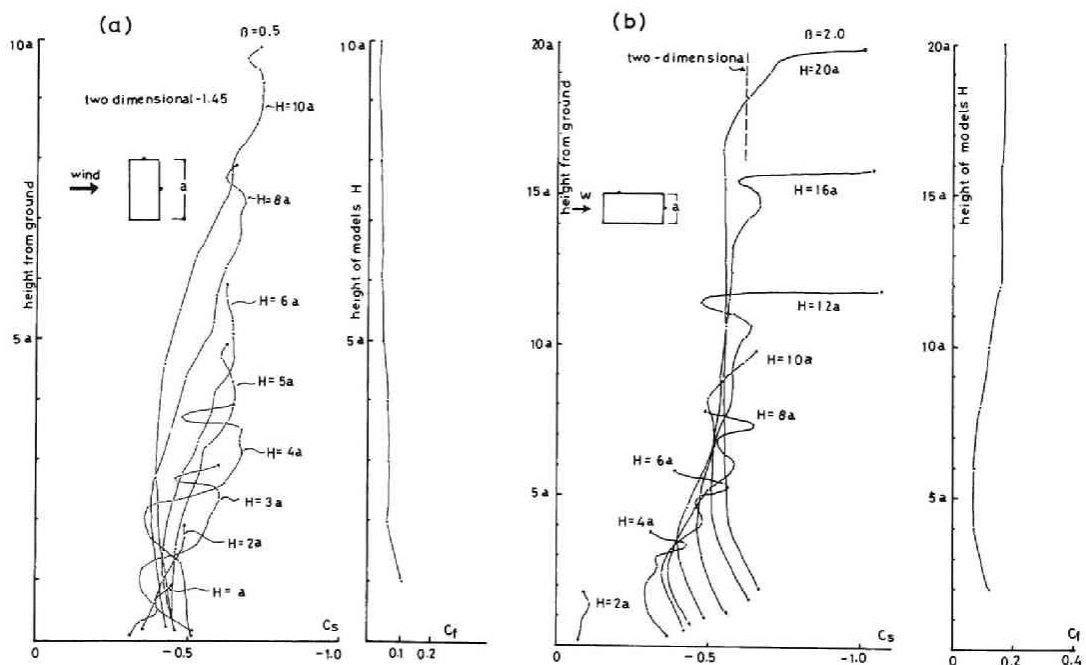


図 6.2.1 背面中央線に沿う静的な圧の分布と側面変動圧の強さ
(a); $\beta = 0.5$, (b); $\beta = 2.0$)

が大きいと考えられるので、中央点より風上寄りの点で測定した。

$\beta = 0.5$ の場合のこの高さの範囲内では、2次元の場合とまったく異り、側面の変動圧にも周期的な成分はほとんど見られなかった。約 0.05 という変動圧係数はランダムな変動圧によるものである。しかしながら、 $H = 6a$ 以上の背面の負圧の分布は正方形断面のものとよく似ており、ここでは測定していないが $H = 15a$ ぐらいになると、一様な分布に変わり、以後 2次元状態に近づくものと推定される。 $H = 4a$ 、 $3a$ では、背面の負圧は複雑な分布を呈する。しかし、 $H = 2a$ 、 $1a$ の高さでは、わずかに変動圧の測定時に周期的成分がみられ、擬似 2 次元的な流れの形態が皆無ではない。

一方、 $\beta = 2.0$ の断面形では、正方形断面や $\beta = 0.5$ の場合のように、ある高さから急に 2 次元的な流れの形態に変わるのではなく、高さの増加につれて、徐々に 2 次元的な流れに近づいていく。 $H = 12a$ 以上での側面の変動圧は、純粋に近い正弦波を示し、周期的な渦の発生、流出が推察される。しかし、この断面形も $H = 6a$ 、 $4a$ では背面の圧の分布が 3 次元的になり、このときは変動圧も小さくなり、その周期性もはっきりしない。 $H = 2a$ では背面の負圧は極端に弱く、前縁で剥離した流れは側面に完全に再付着しているものと考えられる。そのため、流れの形態は 5 章で述べた流れ方向に細長い断面の 2 次元模型の場合とよく似て周期的な変動圧はないが、背面の圧の分布から、これも 1 種の擬似 2 次元的な現象であると考えられる。

(b) 乱れによる影響

乱れの強さ 7%，流れ方向のスケールが 2.5 cm という特別な乱流のみではあるが、模型の周辺の流れの形態がその乱れによって、どのように影響するかということを調べてみた。図 6.2.2(a), (b), (c) は前項と同じ方法で、背面の負圧の分布と側面における変動圧の実効値を断面形 $\beta = 0.5$ 、 1.0 、 2.0 の模型について調べてみたものである。

4 章および 5 章の 2 次元模型に関する考察では、一般流に含まれる乱れは、剥離流を刺激し、乱れを促進させて、その乱れによる連行作用のために、剥離流の再付着が生じやすくなるという結論を得ている。この 3 次元模型の場合も同じことがいえるようである。模型の高さが増大するとき、剥離流が側面へ再付着する割合が大きければ大きいほど、流れの形態は 2 次元的になりやすいことは、一様流の場合の $\beta = 2.0$ 断面をもつ模型の結果から、判断されることであるが、この場合も $\beta = 0.5$ 、 1.0 で $H = 8a$ から、 $\beta = 2.0$ では $H = 4a$ から流れの形態は 2 次元状のものに近づきつつある。そして、それ以下の高さでは、背面の負圧が頂部から底部にかけて一様に弱くなる 3 次元的な流れの形態となるために、一様流の場合にみられた擬似 2 次元的な現象は生じなくなる。また、前節の一様流中の正方形断面模型に

みられた $H=10a$ から $H=13a$ に変化するときの急激な流れの2次元状態への移行もなく、徐々に2次元状態に近づいていくことも乱流の場合の特徴である。側面における変動圧や、再付着の割合が小さい $\beta=0.5, 1.0$, 断面模型の背面の負圧が一樣流の場合に比べて増大している。これは一般流に含まれる乱れの直接の影響もなくはないが、主に剥離流によって生じた渦による変動とその連行作用によるものと考えられる。剥離流の側面への再付着の割合が多い $\beta=2.0$ の場合の背面の負圧は強くなるからである。また、側面の変動圧は強くなるが、周期性は一樣流の場合のように顕著ではない。

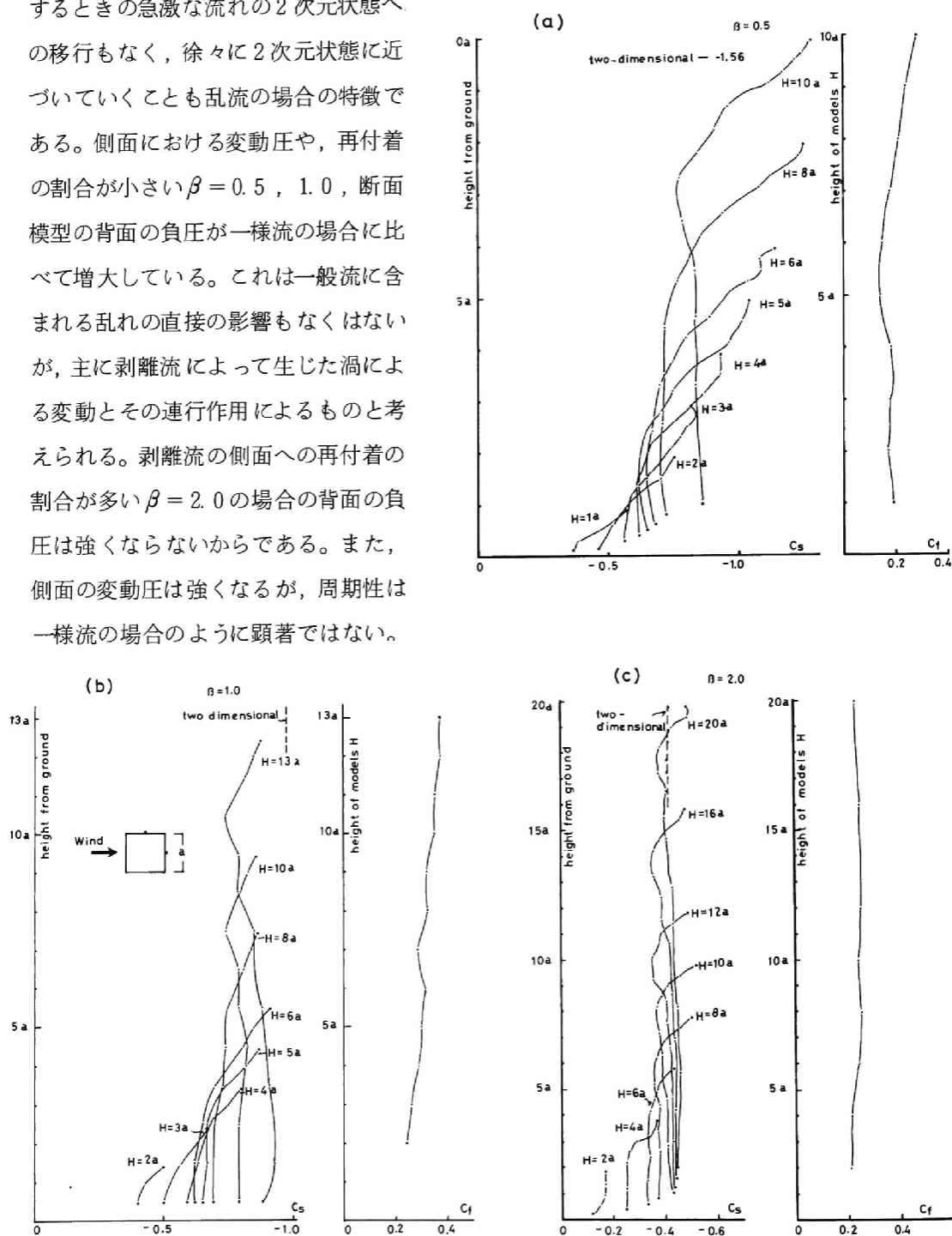


図 6.2.2 乱流中における背面中央線に沿う静的な圧の分布と側面変動圧の強さ
(a); $\beta=0.5$, (b); $\beta=1.0$, (c); $\beta=2.0$)

2.4 断面形，乱れによる風圧分布の影響

最初に正方形断面以外の断面をもつ模型の高さが変化する場合に流れの形態がどのように変化するかということ調べた結果，剥離流の再付着の割合が小さい，流れ直角方向に長い断面形のものでは，3次元的な流れが生じる高さの範囲が広いこと，また，再付着の割合が大きい流れ方向に長い断面形のものでは，より2次元的な流れの形態になりやすいことがわかった。このため，正方形断面の高さが低いときにみられた擬似2次元的な現象は，上記いずれの断面形についても，正方形断面の場合のように明瞭ではない。つぎに，一般流に乱れを加えて，その影響を調べた結果，乱れに促進されて，再付着の割合が増すために，一樣流の場合よりも2次元状態に近づきやすくなることがわかった。再付着によって，剥離直後に渦が生成しやすくなり，その渦の連行作用によって，流れ直角方向に長い断面形のものでは背面の負圧が強くなる。

§3 結 論

任意の形をした直方形模型の風圧分布や，その周辺の流れの形態を推察するという意味では，本章の研究結果は，あまり十分なものだとはいえない。しかしながら，2章3節からの課題であった模型の高さが高くなる場合，どのような過程で2次元に近づくかということと，4章でとりあげた風圧分布と周期的な渦の発生との関係を踏まえて，とくに，立方体よりも背の高い模型の場合の流れの形態を明らかにしようとする試みに対応している。

一樣流中で高さが模型の流れに対する見付巾の2倍ぐらいでは，地面板境界層の乱れの影響で，前縁の剥離流が側面に再付着しやすくなって，背面の負圧は弱い。このとき，後流の形態は高さ方向にほぼ一樣になり，正方形断面では比較的整然とした周期的な渦列が発生するため，この現象を擬似2次元現象と名付けた。高さがより高くなると，渦の軸は上方では鉛直ではなくなり，翼端の trailing vortex のように一般流に流される。この時の連行作用は強く，背面の負圧は頂部で強く，底部で弱い分布を示す。このような状態は，また渦の周期性も崩してしまう。このような状態がもっとも顕著になる模型の高さは，断面形によっても異なるが，正方形断面では見付巾の10倍程度で，再付着の割合が大きい流れ方向に長い断面ではそれよりも低く，流れ直角方向に長い断面ではそれよりも高くなる。模型の高さがさらに高くなると，流れ方向に細長い断面では，徐々に2次元状態に近づくが，流れ直角方向に長い断面では，急激に渦の軸が頂部にまで達する2次元的な流れの形態となる。この時の模型の高さは，正方形断面で見付巾の13倍である。しかし，この状態は，まだ真の2

次元状態ではなく、背面の負圧の係数は -0.9 ，側面の変動風圧係数は 0.25 となり，真の2次元の値 -1.25 ， 0.45 ，に対してかなり小さい。高さがさらに高くなると，渦の安定性が増して真の2次元状態に近づくものと思われる。高さを見付巾の25倍にしても，変動圧係数は 0.4 ぐらいで，まだ，真の2次元とはなっていない。

乱流中においては，剥離流は側面に再付着しやすくなり，一様流の場合よりも低い高さで2次元状態になる傾向が強い。そして，流れ直角方向に長い断面形においても，背面の負圧が頂部で強く，底部で弱い3次元的な状態から，高さが高くなるにつれて，徐々に2次元状態に移る。このとき背面の負圧は強く，風圧係数が -1.0 以上になる場合もあり，2次元模型で乱れのために，背面の圧が上昇するのとは逆の傾向である。

高さを見付巾の6倍から10倍程度という比率は実在の構造物ではよくあるものである。この時背面の頂部附近に生じる強い負圧は風向方向の大きい転倒モーメントを引起し，危険である。2次元状態に移るときの背面の負圧の増加とともに，設計荷重として考慮すべきである。

参 考 文 献

- [6.1] B. J. Vickery "Load Fluctuation in Turbulent Flow",
E. M. Div., A. S. C. E., Feb. 1968, pp 31-46
- [6.2] 立川正夫「自然風中において構造物に作用する風圧力に関する実験的研究
—その3 角柱の風圧測定」，日本建築学会論文報告集，155号，昭和44年
1月 pp 33-38
- [6.3] 石崎潑雄，河井宏允 「自然風中にある角柱表面に作用する風圧変動に関する基礎的研究」，京都大学防災研究所年報，第15号B，昭和47年4月，pp 231-245

総 括

本研究の目的は序論に述べたように、風洞流中にある種々の直方体形物体のまわりでどのような現象が生じるかということを経験測定を通じて知ることであった。そのためには模型の形や流れの性質を変化させ、それによって生じる種々の現象の観察を網羅することを最初の問題と考えた。この点についてはまだ見いだされないいくつかの現象を残している可能性がないとはいえないにしても、概ね特徴的なものは把握できたのではないと思う。

第2の問題はそのような特徴的な現象が何故生じるのかということである。これは剥離流の挙動を詳しく知ることが手がかりとなるのであるが、これについてはより革新的な理論、すなわち剥離点で生じる不連続流がどのように乱れながら、どのように渦に生長するのかということを解明できるような理論が生れないかぎり、あるいは、剥離流の状態を一目で観察できるような装置が生まれないかぎり、正確なことはわからない。しかしながら、この問題をなおざりにしておけば、本研究の実験結果のようなものは資料の羅列に過ぎず、とりあげられた個々の場合についての資料はそれなりの意味があるにしても、少しでも条件が変化した場合のものについては何もわからないということになる。したがって、一般流は流線が確保されていること、剥離流は乱れやすく、渦になる性質をもっていること、乱れがあれば連行作用を伴うこと、といった初歩的な知識を駆使して、可能なかぎり流れの形態を推定することにした。個々の場合について得られた資料は、それに近い条件によって得られるものの標本的なものであると考え、その圧の分布を説明できる流れの形態を推定した。最初のものからやや離れた条件で異った圧の分布が得られれば、もとの条件に断続的に近づけながら、流れの形態の推移を考えた。このようなやや不明瞭な方法ではあるが、広い範囲にわたって直方体模型周辺の流れの形態を推定することができた。

最後の問題は、ここで得られた実験結果の実用性の問題である。剥離流の挙動はこれまで述べた通り複雑であるため、これによって生じる圧の分布も複雑になり、風荷重基準のように条文にまとめることは難しい。それにこの度の研究はより基本的な情報を得るために、流速分布が一樣な場合のみに限った。したがって、厳密な意味での正確さはないが、一旦構造物の形がきまれば、変動圧や局所的な圧を含めたより適切な風荷重を設定することは可能である。

本研究による一連の成果は各章の結論に述べてきた。それらは実験項目別に並べられており、この分野のより広い視野からみて、どのようなことがらに貢献しているのかということ

をここでもう一度考えてみたい。

1. 風洞実験測定技術の開発

(a) 従来、困難とされていた変動風圧の測定を、ダイヤフラム半導体歪ゲージ型の変換器を利用して、比較的廉価で多成分同時測定が可能な方法を見出した。その変換器の周波数を求めるための共鳴管を用いた較正方法は、純粹な形の正弦波の圧の変動が得られること、較正する周波数領域が広いことなどの長所があり、この種の微圧計に対する較正方法としては優れたものである。

(b) 上記の圧力変換器の感部を水の詰ったベローズに入れ、ミクロン台の変位を検出できる荷重変換器を開発した。これは振巾が微小で、固有振動数の高い振動系に作用する変動荷重を測定するのに便利なものである。

(c) 乱流格子の素材の断面形、充実率を調整して、望ましい種々の乱れの強さ、平均スケールをもつ乱れを得ることができた。

2. 長方形断面をもつ2次元角柱に作用する変動力の解明

流れの形態を大別すると、剥離流が完全に再付着する場合(とくに細長い断面でない限り対角剥離)と、剥離流の再付着が不完全な場合(前縁剥離)となる。対角剥離の場合は現象は比較的単純で、断面形や乱れの有無に関係なく、変動力係数はほぼ0.2、Strouhal数はほぼ0.15となる。

一方、前縁剥離の場合は複雑であって、断面形、傾き角、乱れの有無のすべてに関係がある。もっとも強い変動揚力は、断面形1:0.83、傾き角 0° 、一様流中で生じ、変動揚力係数1.40、Strouhal数は0.12である。断面形が1:0.5~1:1では渦が成長しやすく、1:0.6のときに静的な抗力係数が最大値3.0となることはすでに知られていることである。このときは渦は背面に接して成長するが、変動揚力係数が最大となる断面形1:0.83では、渦が側面に接して成長していることが明らかになった。断面が流れ方向に長くなると、片方の側面に複数個の渦が生じるようになって、それらの渦の相互干渉により渦は成長しにくくなる。しかし、断面形が1:3~1:4では両側面に渦が2個ずつ交互に生じる形態となり、このとき風圧変動は強い周期性をもつ。さらに断面形が細長くなると、剥離流は両側面に再付着して前縁附近ではstanding vortexが生じ、いわば後縁剥離の状態となる。このときは周期性の強い渦の発生、流出はない。以上の現象が明確に観察できるのは一様流の場合であり、乱流ではこれらの現象が断面形が流れ方向により短いところで生じる傾向があるが

一様流の場合のように明確ではない。

3. 一般流に含まれる乱れの風圧力に及ぼす影響

一般流に含まれる乱れの物体に作用する圧に及ぼす影響は次の3項目に分類される。

i) 風上面に変動圧として作用する。

ii) 剥離流を連行して側面や、背面の負圧を強める。(直接連行効果)

iii) 剥離流を刺激して、早期に乱流化し、その連行効果によって物体まわりの流れの形態を変える。(間接連行効果)

以上の乱れの機能を制限するパラメータとしては、乱れの強さ $\sqrt{u'^2}/U$ 、と乱れの変動成分の波長 λ_x と物体の長さの比 λ_x/d が考えられる。これらについて以下のことがいえる。

(a) $\lambda_x/d < 5$ の変動成分は風上面に減衰して伝わる。減衰の度合は淀み点でもっとも強く、周辺になるにつれて小さくなる。

(b) $\lambda_x/d > 40$ の変動成分は風向変化による以外に物体まわりの流れの形態に影響しない。

(c) 間接連行効果は乱れの強さが強いほど大きい。しかし、乱れの強さが10%で剥離流の乱流化が飽和状態になるため、それ以上の乱れの強さに対してはこの効果は進まない。

4. 相似則に関する新しい考え方

(a) Reynolds 数の増加によって剥離流が乱れやすくなるということは明らかである。円柱や球の剥離点の移動が剥離流の乱れによる連行効果によるものであることは容易に推察できる。したがって、直接連行効果の小さい小規模な乱れがあれば、Reynolds 数の高い場合に近い流れの状態になる。

(b) $\lambda_x/d > 40$ の変動成分が流れの形態に影響しないとすれば、風洞実験ではそのような成分を除いたものでよいことになる。このため、風洞実験におけるスケール比 L_x/d は、自然状態のものよりも小さくてよく、その分だけ乱れの強さも弱いものでよいことになる。

以上二つの事項は、周辺の地形を伴った風洞実験において概ね満たされており、少なくとも模型周辺の流れの形態はよい近似が得られているものと推定される。しかし、風向変化には注意が必要である。

5. 風荷重規準に対する提言

局所的な圧や変動圧の現象は、流れの状態や断面の少しの変化に敏感に変わることが多い

ため、それらをすべて条文化して規準に加えることは難かしい。しかしながら、次のいくつかの項目は、わが国の規準の風圧係数の項を改善することに役立つであろう。

(a) 風圧係数は建物の平面形と高さの比率によって著るしい違いがあるため、それらの比率によって係数の値をきめる必要がある。例えば、平面形の長辺の10倍ぐらいの高さの建物で、長辺に平行な風が吹く場合の背面の風圧係数は -0.4 程度になるのに対して、短辺に平行な風に対する背面の風圧係数は -1.0 を越える場合がある。

(b) 平面形の長辺の20倍近い高さをもつ構造物に対しては、2次元的な検討、すなわち短辺に平行な風に対して背面の負圧の増大、および周期的な渦に対する検討が必要である。また、正方形に近い断面では、長辺方向に平行な風に対しても渦による周期的な力を考慮すべきである。

(c) 壁面開口部などでは、剥離流の再付着に伴って、高周波成分が強い。ランダム性で変動風圧係数 0.1 （2次元に近いものでは 0.3 ）ぐらいの変動圧を考慮すべきである。

(d) 平面形の長辺の2倍以下の高さをもつ建物の屋根面は、斜方向の風に対して円錐渦による局部負圧を受けるため、これに対して屋根面の隅角部附近は十分な補強が必要である。

各章の関連発表論文

(第 2 章)

- [2. a] 桂 順治,「立方体形建物模型における風圧分布」,日本建築学会中国九州支部研究報告 1号, 昭和44年 4 月, pp.67-70.
- [2. b] 桂 順治,「正方形平面をもつ直方体形建物模型の屋根面における静的な風圧分布について」, 日本建築学会中国支部研究報告, 昭和44年度 2, 昭和45年 3 月, pp. 21-24.
- [2. c] Katsura, J., " A Wind Tunnel Test of Pressure Distributions on Box-Spaped Models", Proc.,US- Japan Research Seminar on Wind Load on Structures , Oct. ; 1970 , pp: 97 - 108.
- [2. d] 石崎發雄, 桂 順治,「直方体形建物模型における風圧分布について」京都大学防災研究所年報, 14 号 A, 昭和46年 4 月, pp. 451-457.

(第 3 章)

- [3. a] 鈴木厚雄, 桂 順治,「乱流に直面する円板の風上側面における風圧変動に関する風洞実験」, 日本建築学会中国支部研究報告, 昭和 46 年 1, 昭和46年10月, pp. 47-50.
- [3. b] 桂 順治, 守光正幸,「変動風圧力変換器プローブにおける Helmholtz の共鳴現象について」, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 昭和47年10月, pp.389-390.
- [3. c] 桂 順治, 守光正幸,「乱流に直面する正方形板の風上側面における風圧変動の相関に関する風洞実験」, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 昭和47年10月, pp. 373-374.
- [3. d] 桂 順治, 守光正幸,「乱流に直面する円板の風上側中央点における圧力変動の測定」日本建築学会大会学術講演梗概集, 昭和48年10月, pp. 431-432.
- [3. e] 守光正幸, 桂 順治,「乱流に直面する平板に生じる変動風圧と変動抗力について」, 日本建築学会中国支部研究報告集, 昭和48年度 2, 昭和49年 3 月, pp. 49-52.
- [3. f] 石崎發雄, 吉川祐三, 桂 順治,「乱流に直面する円板に働く風圧力について」, 第3回構造物の耐風性に関するシンポジウム論文集, 昭和49年12月, pp. 77-81.

(第 4 章)

- [4. a] 桂 順治, 鈴木厚雄, 「長方形断面をもつ 2 次元模型に作用する静的な風圧の分布」, 日本建築学会中国支部研究報告, 昭和45年度 2, 昭和46年 3 月, pp. 47-50
- [4. b] 桂 順治, 鈴木厚雄, 「長方形断面をもつ 2 次元模型に作用する風圧変動の強さについて」, 日本建築学会中国支部研究報告, 昭和46年度 1, 昭和46年10月, pp. 47-50.
- [4. c] 桂 順治, 「長方形断面 2 次元模型に作用する変動風圧力について」, 日本建築学会中国九州支部研究報告, 第 3 号, 昭和50年 2 月, pp. 69-72.
- [4. d] 桂 順治, 「種々の長方形断面をもつ 2 次元模型に作用する変動風圧力の測定」, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 昭和50年10月, pp. 587-588.

(第 5 章)

- [5. a] 桂 順治, 「長方形断面をもつ 2 次元模型における風速変化による風圧変化について」, 日本建築学会中国支部研究報告, 昭和46年度 1, 昭和46年10月, pp. 51-54.
- [5. b] 桂 順治, 鈴木厚雄, 「風向方向に細長い長方形断面をもつ 2 次元模型における風圧変動について (その 1)」, 日本建築学会中国九州支部研究報告, 第 2 号, 昭和47年 3 月, pp. 115-118.
- [5. c] 鈴木厚雄, 桂 順治, 「風向方向に細長い長方形断面をもつ 2 次元模型における風圧変動について (その 2)」, 日本建築学会中国九州支部研究報告, 第 2 号, 昭和47年 3 月, pp. 119-122.
- [5. d] 石崎潑雄, 桂 順治, 「細長い長方形断面 2 次元模型の側面における風圧変動の強さについて」, 日本建築学会論文報告集, 第 214 号, 昭和48年 12 月, pp. 1-6.
- [5. e] 石崎潑雄, 桂 順治, 「細長い長方形断面の 2 次元模型の側面における風圧変動の相関分布について」, 日本建築学会論文報告集, 第 220 号, 昭和49年 6 月, pp. 29-34.
- [5. f] Katsura, J., " On the Fluctuating Wind Pressure Working on the Side Surface of the Models with Long Rectangular Section ", 2nd US-Japan Research Seminar on Wind Loads on Structures, Sept. 1974, Kyoto, pp. 113-124.
- [5. g] 桂 順治, 「流れ方向に細長い長方形断面 2 次元模型の格子乱流中における風圧

- 分布」, 第24回応用力学連合講演論文抄録集, 昭和49年11月, pp. 85 - 92.
- [5. h] Katsura, J., " On Wind Pressure Distributions on the Side Surface of Models with Long Rectangular Sections", Proc. of 2nd US National Conference on Wind Engineering Research, June, 1975, Colorado State Univ. (to be published)

(第 6 章)

- [6. a] 桂 順治, 守光正幸, 「正方形断面をもつ角柱模型の側面における風圧変動について」, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 昭和48年10月, pp. 433 - 434.

謝 辞

筆者は昭和33年の夏、京都大学工学部建築学科3回生のときに、恩師石崎潑雄先生の潮岬における台風時の風圧観測をお手伝いする機会を得た。以後18年間、風圧力の問題に興味をもち、今日までこの方面の研究を続けることができたのは、先生の絶えざる御指導と御鞭撻の賜物と思い、ここに感謝の意を表する。また、昭和37年までは学生として、昭和42年までは助手として、先生と研究活動をともにして頂きながら、必ずしも御期待に沿う弟子とはなれず、無能と不勉強を恥じるとともに、おかけした数々の御苦勞に対して、この機会に深くお詫びさせていただきたい。

本論の内容は、先生の所属される京都大学防災研究所耐風構造部門におけるゼミナールの題材として、しばしばとりあげて頂き、そこで有益な助言を得ることができたのは幸せであった。この席でともに議論し、最善の道を探索して下さった当部門の先輩、後輩の方々、計測装置の試作など気軽に引き受けて下さった方々にも深く感謝する。

昭和42年以降、筆者は広島大学工学部建築学教室に所属が変わったが、ここでも松浦誠先生をはじめとする教室の先生方の暖かい御心使いと激励を得ることができた。とりわけ、着任早々に小型ではあったが、使い勝手のよい風洞をつくることを許して頂いたことは本研究を進めるうえに不可欠の条件であった。本論の起草にあたって、草稿の整理や図面の作製に力添え下さった教室の方々、これまで筆者とともに実験に携わり、多くの資料を残してくれた教室の卒業生諸君にも心から御礼申しあげる。その他にも多くの方々から枚挙に暇のない御支援を受けたが、願わくば今後とも変らぬ御愛顧を賜わり、御恩に対するささやかな報いとして、これからの研究に精進することを念じつつ筆をおく。

昭和51年8月

